

Entwicklung eines Systems zum Fangen und Kühlen von atomarem Quecksilber

Development of a System for Trapping and Cooling of Atomic Mercury

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte Dissertation von Master of Science Holger John aus Bad Soden im Taunus

Januar 2019 – Darmstadt – D 17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Angewandte Physik
Laser und Quantenoptik



Entwicklung eines Systems zum Fangen und Kühlen von atomarem Quecksilber
Development of a System for Trapping and Cooling of Atomic Mercury

Genehmigte Dissertation von Master of Science Holger John aus Bad Soden im Taunus

Referent: Prof. Dr. Thomas Walther

Korreferent: Prof. Dr. Gerhard Birkel

Tag der Einreichung: 16.10.2018

Tag der Prüfung: 12.11.2018

Darmstadt – D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: [nbn-resolving.de/urn:nbn:de:tuda-tuprints-83810](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:tuda-tuprints-83810)

URL: tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/8381

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,
E-Publishing-Service der TU Darmstadt

tuprints.ulb.tu-darmstadt.de

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 4.0 International

creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode

Institut für Angewandte Physik
Technische Universität Darmstadt



Entwicklung eines Systems zum Fangen und Kühlen von atomarem Quecksilber

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte
Dissertation

von
Master of Science Holger John
aus Bad Soden im Taunus

Darmstadt 2019
D 17

Zusammenfassung

Quecksilber hat eine lange Historie in der Geschichte der Wissenschaft. Auch in der Zeit der Quantenoptik eröffnet Quecksilber eine Vielzahl an Forschungsmöglichkeiten. So bietet ultrakaltes Quecksilber beispielsweise die Möglichkeit der Realisierung eines neuen Zeitstandards auf Basis des Uhrenübergangs von 1S_0 nach 3P_0 . Mittels Photoassoziationsspektroskopie bietet sich auch die Möglichkeit Quecksilberdimere zu untersuchen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein mehrstufiges Lasersystem entwickelt, das schmalbandiges Licht bei einer Wellenlänge von 253,7 nm für den Betrieb einer magneto-optischen Falle, engl. *magneto-optical trap (MOT)*, für Quecksilber zur Verfügung stellt. Anschließend wurde sowohl eine 2D-MOT wie auch eine 3D-MOT realisiert und die sechs häufigsten Isotope einzeln darin gefangen.

Den Ausgangspunkt des Lasersystems bildet ein Diodenlaser mit externem Resonator, engl. *external cavity diode laser (ECDL)*. Dieser gibt als Hauptoszillator die spektralen Eigenschaften des Systems vor und besitzt bei einer Wellenlänge von 1014,7 nm eine Ausgangsleistung von 57,0 mW und eine gesamte Linienbreite von $(4,80 \pm 0,13)$ kHz, gemessen auf einer Zeitskala von $1,78 \mu\text{s}$.

Zur anschließenden Leistungsverstärkung wurde ein Faserverstärker entwickelt. Hierbei musste zunächst die Reabsorption des verstärkten Lichts durch die thermische Besetzung des unteren Verstärkungsniveaus als Limitierung überwunden werden. Dies gelingt durch die Kühlung der Verstärkerfaser auf -60°C , was eine maximale Ausgangsleistung von $(6,650 \pm 0,049)$ W bei einer Effizienz von $(37,0 \pm 0,2)\%$ ermöglicht. Nach der Verstärkung des Lichts bei 1014,7 nm wird es mittels zweier Überhöhungsresonatoren zu 253,7 nm zweifach in seiner Frequenz verdoppelt. Dabei konnte in der ersten und zweiten Stufe jeweils eine Konversionseffizienz von 59,5 % beziehungsweise von 19,5 % erreicht werden. Es wird insgesamt ausreichend Leistung zur Verfügung gestellt, so dass sowohl die 2D- und 3D-MOT als auch die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie zuverlässig betrieben werden konnten.

Aufgrund der geringen natürlichen Linienbreite von 1,27 MHz des verwendeten Kühlübergangs ergibt sich eine hohe Anforderung an das Lasersystem. Um diese zu erfüllen, wird der Diodenlaser zunächst auf einen Referenzresonator stabilisiert. Dessen spektrale Auflösung ist mit $(1,220 \pm 0,005)$ MHz vergleichbar zu der natürlichen Linienbreite des Kühlübergangs. Die Standardabweichung der Stabilisierung beläuft sich auf 28,4 kHz über einen Zeitraum von 1,0 s, was eine gute Grundlage für die anschließende Stabilisierung des Referenzresonators mittels einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie auf den Kühlübergang des zu fangenden Quecksilberisotops bildet.

Bedingt durch einen technischen Schaden am bestehenden Vakuumsystem musste dessen Quellschamber ersetzt werden. In dieser neu aufgebauten Quellschamber wurde eine 2D-MOT realisiert und erste Fluoreszenzmessungen am erzeugten Atomstrahl durchgeführt.

Abschließend wurde in der Hauptkammer eine 3D-MOT realisiert und charakterisiert. Es konnten die sechs häufigsten Quecksilberisotope gefangen und die vertikale beziehungsweise horizontale Temperatur der Ensemble anhand von ^{202}Hg auf $(81 \pm 4) \mu\text{K}$ und $(57 \pm 4) \mu\text{K}$ bestimmt werden.

Damit wurde die Grundlage für eine Vielzahl von Experimenten an ultrakalten Quecksilberatomen gelegt. Durch die technischen Erkenntnisse ist es möglich das System um einen zweiten Laser für die Photoassoziationsspektroskopie zu erweitern.

Abstract

Mercury studies have a long scientific history. Even in the world of quantum optics mercury research shows a variety of opportunities. There is the possibility of employing it as part of a new time standard by use of the clock transition from 1S_0 to 3P_0 . Additionally, the generation of mercury dimers using photo-association-spectroscopy offers key to ultra cold molecule physics.

In this thesis, a newly developed multistage laser system is presented exhibiting narrow linewidth emission at 253.7 nm for magneto-optical trapping (MOT) of atomic mercury. In addition, a 2D-MOT and 3D-MOT have been realized and the six most abundant isotopes have been captured.

The starting point of the laser system is a new external cavity diode laser (ECDL). As the master oscillator it defines the spectral properties at the fundamental wavelength of 1014.7 nm with a narrow linewidth of (4.80 ± 0.13) kHz on a timescale of $1.78 \mu\text{s}$ and produces 57.0 mW of output power.

In the next step a new fiber amplifier was developed. For this the reabsorption of the amplified power needed to be overcome, which was achieved by cooling most of the fiber to a temperature of -60°C . Through this an output power of up to (6.650 ± 0.049) W at an efficiency of $(37.0 \pm 0.2)\%$ can be reached. The amplified light is then twice frequency doubled to 253.7 nm employing two build-up cavities. Hereby efficiencies of 59.5 % in the first and 19.5 % in the second stage have been obtained. In total the system delivers enough power to run the 2D- and 3D-MOT as well as the Doppler free saturation spectroscopy for the frequency stabilisation.

The narrow natural linewidth of 1.27 MHz of the cooling transition poses high demands on the stability of the laser system. To meet them the master oscillator is first stabilized to a reference resonator with a spectral resolution of (1.220 ± 0.005) MHz which is comparable to the natural linewidth of the transition. The stabilisation shows a standard deviation of 28.4 kHz on a timescale of 1.0 s. The resonator itself is then stabilized by a Doppler free saturation spectroscopy to the cooling transition of the chosen isotope. Due to a technical malfunction of the vacuum system the source chamber had to be exchanged. As part of the new chamber a 2D-MOT has been realized and first fluorescence measurements have been carried out. Finally, a 3D-MOT has been realized and characterized in the main chamber. The six most abundant isotopes have been captured and the vertical and horizontal temperature of the ensembles have been measured to $(81 \pm 4) \mu\text{K}$ and $(57 \pm 4) \mu\text{K}$ using ^{202}Hg .

This work establishes the foundation of series of experiments with ultra cold mercury. Based on the laser technology, a second narrow linewidth laser can easily be integrated into the system.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Das Element Quecksilber.....	3
2. Übersicht über das System	5
2.1. Aufbau zum Fangen und Kühlen von Quecksilber.....	5
2.2. Grundlagen der Pound-Drever-Hall Methode.....	8
2.3. Modifikationen an bestehender Reglerelektronik.....	9
3. Der Hauptoszillator	13
3.1. Überblick über Diodenlaser mit externem Resonator.....	13
3.2. Überlegungen zu interferenzfilterstabilisierten Diodenlasern.....	16
3.3. Aufbau des interferenzfilterstabilisierten Diodenlasers.....	18
3.4. Der Stromtreiber.....	20
3.5. Charakterisierung des Diodenlasers.....	21
4. Der Leistungsverstärker	23
4.1. Grundlagen der aktiver Glasfasern.....	23
4.1.1. Aufbau von Glasfasern.....	23
4.1.2. Aktive Glasfasern.....	24
4.2. Bisherige Ansätze zur Verstärkung von Licht bei 1014,7 nm.....	27
4.3. Überlegungen zu einem nicht kryogenen Faserverstärkers.....	28
4.4. Aufbau des nicht kryogenen Faserverstärkers.....	28
4.5. Erste Messungen und Charakterisierung.....	32
4.6. Betrieb bei Raumtemperatur.....	35
5. Die Frequenzverdopplungen	37
5.1. Grundlagen der nichtlinearen Frequenzverdopplung.....	37
5.2. Erste Frequenzverdopplungsstufe.....	39
5.2.1. Aufbau, Geometrie und Gehäuse des Überhöhungsresonator.....	39
5.2.2. Charakterisierung.....	42

5.3.	Zweite Frequenzverdopplungsstufe	43
5.3.1.	Aufbau, Geometrie und Gehäuse des Überhöhungsresonator	43
5.3.2.	Charakterisierung	45
5.4.	Strahlaufteilung des Lichts bei 253,7 nm	48
6.	Die Frequenzstabilisierung des Lasersystems	51
6.1.	Linienbreiten Messung	51
6.1.1.	Grundlagen der verzögerten selbst-heterodyn Messmethode	51
6.1.2.	Bestimmung der Linienbreite	52
6.2.	Stabilisierung auf den Referenzresonator	55
6.2.1.	Grundlegende Überlegungen und Aufbau des Resonator	55
6.2.2.	Charakterisierung der Stabilisierung	57
6.3.	Absolute Frequenzstabilisierung	59
6.3.1.	Grundlagen und Aufbau der Dopplerfreien Sättigungsspektroskopie	60
6.3.2.	Charakterisierung der Stabilisierung	62
7.	Experimente mit ultrakaltem Quecksilber	65
7.1.	Die 2D-LadeMOT	65
7.1.1.	Vakuumkammer	66
7.1.2.	Strahlaufteilung der 2D-MOT	68
7.1.3.	Fluoreszenzmessungen bei verschiedenen Magnetfeldern	70
7.2.	Die 3D-MOT	72
7.2.1.	Aufbau der Falle	72
7.2.2.	Messungen an ^{202}Hg zur Charakterisierung der Falle	77
7.2.3.	Temperaturbestimmung der Ensembles	78
7.2.4.	Fangen und Kühlen der verschiedenen Isotope	80
8.	Diskussion und Ausblick	85
8.1.	Diskussion der Ergebnisse	85
8.2.	Ausblick auf Erweiterungsmöglichkeiten des Experiments und Forschungspotential an ultrakaltem atomarem und molekularem Quecksilber	85
A.	Ergänzung zum Stromtreiber	87
B.	Übersicht über Isotopieverschiebungen	89
	Literaturverzeichnis	91
	Veröffentlichungen und Tagungsbeiträge	99

Betreute Master- und Bachelorarbeiten	101
Lebenslauf	103
Danksagung	105

1. Einleitung

Quecksilber verfügt als das einzige Metall, welches unter Normalbedingungen flüssig ist, über eine lange Geschichte in der Wissenschaft. So wurde zum Beispiel die 1724 von *Daniel Gabriel Fahrenheit* vorgestellte Temperaturskala mit einem von ihm entwickelten Quecksilberthermometer erarbeitet. Auch die Supraleitung wurde 1911 von *Heike Kamerlingh Onnes* an Quecksilber entdeckt [1]. Dies geschah im Rahmen seiner Experimente mit flüssigem Helium, für die er 1913 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurde [2].

Auf dem Gebiet der Atomphysik lernen Studenten schon im Praktikum den Frank-Hertz-Versuch kennen. In diesem Experiment konnten *James Frank* und *Gustav Hertz* das erste Mal diskrete Energieniveaus in Atomen nachweisen. Dazu nutzten sie eine mit Quecksilberdampf gefüllte Unterdruckröhre. Über eine Anordnung von Kathode, Gitter und Anode wurde die Anregung der Atome durch die zwischen Kathode und Gitter beschleunigten Elektronen gemessen. Hierfür erhielten sie 1925 den Nobelpreis für Physik [3, 4].

Auch in der modernen Grundlagenforschung bietet Quecksilber die Möglichkeit, Antworten auf aktuelle Fragen und Herausforderungen zu finden.

Beispielhaft sei hier die Realisierung einer optischen Gitteruhr genannt. Eine allgemeine Übersicht über optische Atomuhren sowie eine Einführung in die verwendeten Thematiken ist in [5] zu finden. Die optische Gitteruhr wurde in [6] als Weiterentwicklung der optischen Atomuhr vorgestellt. Hierbei findet die Spektroskopie des als Frequenzstandard verwendeten Übergangs der ultrakalten Atome nicht mehr im freien Fall statt, sondern die Atome ruhen in einem optischen Gitter. Dadurch reduziert sich der Einfluss durch die Dopplerverschiebung des sogenannten Uhrenübergangs deutlich. Durch geschickte Wahl der verwendeten Wellenlänge des optischen Gitters erfolgen die Stark-Verschiebungen des oberen und des unteren Uhrenübergangs parallel, wodurch ihr Abstand konstant bleibt. Diese Wellenlänge der Dipolfalle wird als *magische Wellenlänge* bezeichnet.

Das Ziel einer optischen Gitteruhr wurde als eine der Motivationen für das erste Experiment mit ultrakalten Quecksilberatomen 2008 von *H. Hachisu et al.* in [7] angeführt. Von *M. Petersen et al.* konnte erstmals der doppelt verbotene Uhrenübergang in den fermionischen Isotopen spektroskopiert werden [8]. Die gesamte Entwicklung einer optischen Gitteruhr basierend auf ultrakalten Quecksilberatomen lässt sich anhand der Veröffentlichungen [8–14] nachverfolgen.

Die Physik von ultrakalten Molekülen stellt ein weiteres aktuelles Forschungsgebiet dar [15–17]. Hierbei werden entweder molekulare Gase in optischen Fallen gefangen oder aufbauend auf ultrakalten Atomen Moleküle durch Photoassoziationsspektroskopie oder Feshbach-Resonanzen erzeugt, wie in [18–20].

In [21] werden als Ausgangspunkt zur Erzeugung von Molekülen im Grundzustand Bose-Einstein-Kondensate aus Rubidium und aus Cäsium verwendet. Diese Kondensate werden anschließend in einem optischen Gitter über Feshbach-Assoziation zu Molekülen verbunden und durch einen Vier-Photonen-Prozess in den rovintronischen Grundzustand überführt. Vergleichbar dazu wurden 2017 erste Grundlagen für die Verbindung von Quecksilberatomen mit atomarem Rubidium durch Photo-Assoziationsspektroskopie geschaffen [24].

1. Einleitung

Für Quecksilber wurde bisher noch keine Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats präsentiert. Eine Einführung in die etablierten Techniken zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten ist in [22] und in [23] zu finden.

Mit verschiedenen Forschungsmöglichkeiten, die sich anhand von ultrakalten Quecksilberatomen ergeben, wird sich in [25, 26] befasst. Besonderes Augenmerk ist hierbei auf die Erzeugung von Quecksilberdimeren gerichtet. Da sich in diesen durch die günstigen Frank-Conton-Faktoren die Möglichkeit bietet, durch Photoassoziation nicht nur stabile Dimere zu erzeugen, sondern, unter Verwendung desselben Lasersystems, diese Dimere anschließend in ihren Schwingungsgrundzustand kühlen zu können.

Um hierfür eine Grundlage zu schaffen, wurde im Rahmen dieser Arbeit zum einen ein mehrstufiges Lasersystem entwickelt, welches die nötigen spektralen Anforderungen sowie eine ausreichende Leistung für das Fangen und Kühlen von atomarem Quecksilber zur Verfügung stellt. Zum anderen wurde eine neue Atomquelle in die bestehende Vakuumanlage integriert und erste Messungen an ultrakalten Quecksilberatomen darin durchgeführt.

Die Arbeit gliedert sich in insgesamt acht Kapitel. Im folgenden Abschnitt 1.1 dieser Einleitung wird zunächst das Element Quecksilber mit seinen Isotopen und Eigenschaften vorgestellt und die daraus resultierenden Anforderungen zum Fangen und Kühlen von Quecksilberatomen zusammengefasst.

Ein Überblick über den Aufbau des entwickelten Systems wird in Kapitel 2 gegeben. Ergänzend wird hier auch auf das mehrfach im Rahmen dieser Arbeit verwendete Stabilisierungsverfahren nach Pound-Drever-Hall eingegangen sowie auf die zur Stabilisierung verwendeten analogen Regler. Diese stellten bis zu ihrer Überarbeitung mehrfach einen limitierenden Faktor beim Betrieb des Systems dar.

Den Ausgangspunkt für das Licht zum Fangen und Kühlen der Atome bildet ein Diodenlaser mit externem Resonator, der in Kapitel 3 vorgestellt wird. Dieser wird als Hauptoszillator des mehrstufigen Lasersystems verwendet. Bei der Entwicklung des Diodenlasers wurde besonderer Wert auf eine möglichst schmale Linienbreite des emittierten Lichts gelegt, weshalb zur Frequenzselektion im Laser eine Katzenaugenkonfiguration aus Rückreflexspiegel und einer Linse in Verbindung mit einem Interferenzfilter verwendet wird. Neben der mechanischen Konstruktion des Laserkörpers und seiner Anbauteile wurden auch Maßnahmen zur Verbesserung der Rauschcharakteristik des verwendeten Stromtreibers ergriffen.

In Kapitel 4 wird der entwickelte Faserverstärker präsentiert, der die spektralen Eigenschaften des Hauptoszillators von wenigen zehn Milliwatt auf mehrere Watt verstärkt. Hierbei wird nach einer Einführung in den Aufbau von Yb-dotierten Glasfasern auf die Herausforderungen bei der Verstärkung von Licht bei 1014,7 nm eingegangen. Diese basieren im wesentlichen auf der Niveaustuktur der Ytterbiumionen und der daraus resultierenden Reabsorption des verstärkten Lichts. Anschließend an die Diskussion bestehender Ansätze wird die Idee eines nicht kryogenen Faserverstärkers erarbeitet. Dessen Aufbau und anschließende Charakterisierung in verschiedenen Konfigurationen folgen.

Die für die zweimalige Frequenzverdopplung des verstärkten Lichts von 1014,7 nm zu 253,7 nm, entwickelten Überhöhungsresonatoren werden in Kapitel 5 präsentiert. Sie basieren auf den für einen vergleichbaren Aufbau optimierten optischen Parametern aus [27]. Anschließend an die Beschreibung und Charakterisierung der Resonatoren wird auf die Aufteilung des erzeugten ultravioletten Lichts eingegangen.

Kapitel 6 befasst sich mit der Frequenzstabilität des entwickelten Lasersystems. Zunächst wird die spektrale Linienbreite des Lichts des Diodenlasers bei 1014,7 nm und des Lichts der ersten Frequenzverdopplung bei 507,4 nm mittels der verzögerten selbst heterodynen Messmethode bestimmt. Anschließend wird die Stabilisierung des Diodenlasers auf den entwickelten Referenzresonator vorgestellt und charakterisiert. Die Präsentation der absoluten Frequenzstabilisierung des Referenzresonators auf den Kühlübergang eines Quecksilberisotops bildet den Abschluss dieses Kapitels. Es werden verschiedene Arten der Spek-

troskopie kurz diskutiert, bevor der Aufbau und die Charakterisierung der verwendeten dopplerfreien Sättigungsspektroskopie vorgestellt werden.

Nach der Vorstellung der einzelnen Stufen des entwickelten Lasersystems wird in Kapitel 7 das erzeugte Licht zum Fangen und Kühlen von Quecksilberatomen genutzt. Der hierzu verwendete Aufbau teilt sich, ebenso wie das Kapitel, in zwei Teile. Zunächst wird die neue Vakuumkammer und der Aufbau der Quelle der Quecksilberatome vorgestellt. Erste Fluoreszenzmessungen an der realisierten zweidimensionalen Atomfalle werden präsentiert. Anschließend wird der Aufbau der dreidimensionalen Atomfalle vorgestellt und die optimale Verstimmung der Kühlstrahlen und die Laderate für ^{202}Hg bestimmt. Des Weiteren wird der Einfluss der Stromstärke der Anti-Helmholtz-Spulen auf das Einfangverhalten untersucht. Zur Vervollständigung der Charakterisierung wird die Temperatur der gefangenen Ensemble anhand von ^{202}Hg bestimmt. Abschließend konnten erfolgreich die sechs häufigsten Quecksilberisotope gefangen. Mit Kapitel 8 schließt die Arbeit mit der Diskussion der Ergebnisse und einem Ausblick auf die sich ergebenden Forschungs- und Erweiterungsmöglichkeit des Systems ab.

1.1. Das Element Quecksilber

Im Periodensystem der Elemente befindet sich Quecksilber in der Serie der Übergangsmetalle. Es besitzt die Ordnungszahl 80 und tritt in sieben stabilen Isotopen auf. Zum einen existieren mit ^{196}Hg , ^{198}Hg , ^{200}Hg , ^{202}Hg und ^{204}Hg fünf bosonische Isotope, wobei ^{202}Hg mit 29,80 % die größte natürliche Häufigkeit aufweist [28]. Zum anderen gibt es zwei fermionische Isotope ^{199}Hg und ^{201}Hg , die im Gegensatz zu den Bosonischen einen Kernspin von $1/2$ beziehungsweise von $3/2$ besitzen und daher eine Hyperfeinstruktur aufweisen. Die Häufigkeit der einzelnen Isotope ist in Abbildung 1.1 über der jeweiligen Isotopieverschiebung des Übergangs vom Grundzustand $^1\text{S}_0$ in den angeregten Zustand $^1\text{P}_1$ relativ zur Frequenz des Übergangs von ^{202}Hg dargestellt. Eine Tabelle mit der Isotopieverschiebung relativ zu ^{202}Hg ist in Anhang B zu finden.

Quecksilber verfügt über zwei geschlossene Übergänge, die für das Fangen und Kühlen in einer magnetooptischen Falle geeignet sind und deshalb auch als Kühlübergänge bezeichnet werden. Der erste Übergang verläuft bei 253,7 nm vom Grundzustand $^1\text{S}_0$ zum angeregten Zustand $^3\text{P}_1$ mit einer natürlichen Linienbreite von 1,27 MHz. Der zweite Übergang geht bei 365,1 nm vom metastabilen Zustand $^3\text{P}_2$ zum angeregten Zustand $^3\text{D}_3$ mit einer natürlichen Linienbreite von 20,7 MHz. Für die Bestimmung von Dipolfallenpotentialen ist der Übergang aus dem Grundzustand $^1\text{S}_0$ in den angeregten Zustand $^1\text{P}_1$ bei 184,9 nm aufgrund seiner Stärke von großer Bedeutung.

Neben $^3\text{P}_2$ besitzt Quecksilber mit $^3\text{P}_0$ noch einen weiteren metastabilen Zustand. Dieser Zustand kann bei den fermionischen Isotopen direkt aus dem Grundzustand $^1\text{S}_0$ mit Licht bei 265,6 nm angeregt werden. Dieser doppelt verbotene Übergang ist aufgrund der hohen Lebensdauer des oberen Zustandes von 1,7 s beziehungsweise 2,6 s für ^{199}Hg beziehungsweise ^{201}Hg als Uhrenübergang geeignet [8]. Die entsprechenden Linienbreiten liegen bei circa 60 mHz beziehungsweise 94 mHz. In [11] wurde die magische Wellenlänge für den Uhrenübergang in Quecksilber zu 362,53 nm bestimmt.

Eine allgemeine Einführung in das Fangen und Kühlen von neutralen Atomen ist in Kapitel 10.7 in [31] zu finden. Detaillierte Beschreibungen und ergänzende Themen finden sich in [32] oder in [33]. Aufgrund der ausführlichen Behandlung dieses Themas in der Literatur wird an dieser Stelle nicht weiter auf die Grundlagen eingegangen.

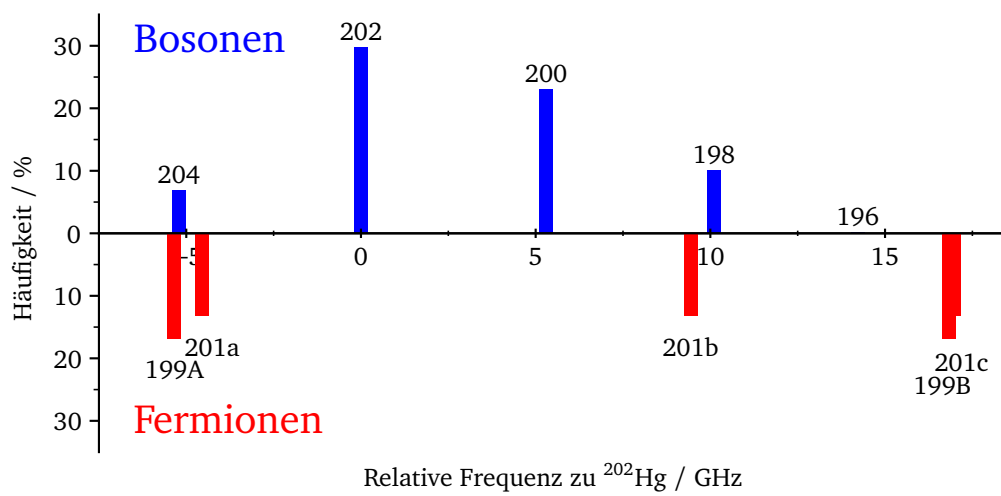


Abbildung 1.1.: Dargestellt sind die relativen Häufigkeiten der 5 bosonischen sowie der 2 fermionischen Isotope von Quecksilber, jeweils in blau sowie in rot, über der relativen Frequenzabweichung ihrer Übergänge zum Kühlübergang von ^{202}Hg . Basierend auf den Angaben in [28–30].

2. Übersicht über das System

Als Grundlage für die Messungen zur Photo-Assoziationsspektroskopie an ultrakaltem Quecksilber ist es nötig das Quecksilber zunächst zu präparieren. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit ein mehrstufiges Lasersystem entwickelt und charakterisiert sowie umfangreiche Umbaumaßnahmen an der schon in [34] vorgestellten Vakuumanlage durchgeführt.

In diesem Kapitel wird in Abschnitt 2.1 zunächst eine Übersicht über den Aufbau des Systems zum Fangen und Kühlen von Quecksilberatomen gegeben und die Zusammenhänge der verschiedenen Stufen des Systems erläutert. Die entwickelten einzelnen Stufen werden in den folgenden Kapiteln vorgestellt. In Abschnitt 2.2 werden die Grundlagen des mehrfach verwendeten Stabilisierungsverfahrens zusammengefasst und anschließend in Abschnitt 2.3 die getroffenen Modifikationen an der zur Stabilisierung verwendeten selbstgebauten Regelelektronik kurz beschrieben.

2.1. Aufbau zum Fangen und Kühlen von Quecksilber

Als Lichtquelle für die magneto-optische Falle wurde der Ansatz eines in der Frequenz zweifach verdoppelten, engl. *Second Harmonic Generation (SHG)*, Hauptoszillators mit Leistungsverstärker, engl. *Master Oscillator Power Amplifier (MOPA)*, gewählt. Der resultierende Weg des Lichts im Experiment ist in Abbildung 2.1 als Flussdiagramm schematisch dargestellt, wobei die einzelnen Stufen den Baugruppenträgern zugeordnet sind, in denen sich ihre Steuerungen befinden. Diese Aufteilung spielt vor allem bei der Vermeidung von elektrischen Erdungsschleifen eine Rolle.

Als Hauptoszillator wird ein neu entwickelter Diodenlaser mit externem Resonator, engl. *External Cavity Diode Laser (ECDL)* verwendet. Diese Art von Lasern ermöglicht eine sehr genaue Kontrolle über die spektralen Eigenschaften des emittierten Lichts bei gleichzeitig guter Durchstimmbarkeit. Daher kann trotz Isotopieverschiebung der Kühlübergang aller Quecksilber Isotope am System mit sehr geringem Aufwand eingestellt werden. Der Diodenlaser emittiert Licht bei 1014,7 nm und wird in Kapitel 3 vorgestellt.

Das Licht des Diodenlasers wird mittels eines selbst entwickelten Faserverstärkers in seiner Leistung verstärkt, wobei die spektralen Eigenschaften unberührt bleiben. Bei der Entwicklung wurde vor allem Wert auf eine möglichst hohe optisch zu optische Effizienz bei gleichzeitig geringem Wartungsaufwand gelegt. Der genaue Aufbau des Faserverstärkers ist in Kapitel 4 beschrieben und charakterisiert.

Ein geringer Teil des verstärkten Lichts wird zur Frequenzstabilisierung des Diodenlasers zu einem Referenzresonator geleitet. Bei diesem handelt es sich um ein selbst gebautes Fabry-Perot Interferometer mit hoher Finesse. Auf dessen genauen Aufbau und die erreichte Stabilität wird im zweiten Abschnitt von Kapitel 6 eingegangen.

Die Verstärkung des Lichts bei 1014,7 nm durch den Faserverstärker von wenigen Milliwatt in den Watt-Bereich ist die Voraussetzung für eine effiziente Verdopplung, engl. *Second Harmonic Generation (SHG)* nach 507,4 nm und die anschließende Vervierfachung zu 253,7 nm. Die Frequenzverdopplungen finden einzeln in selbstgebauten Leistungsüberhöhungsresonatoren statt, deren Aufbau in Kapitel 5 beschrieben

2. Übersicht über das System

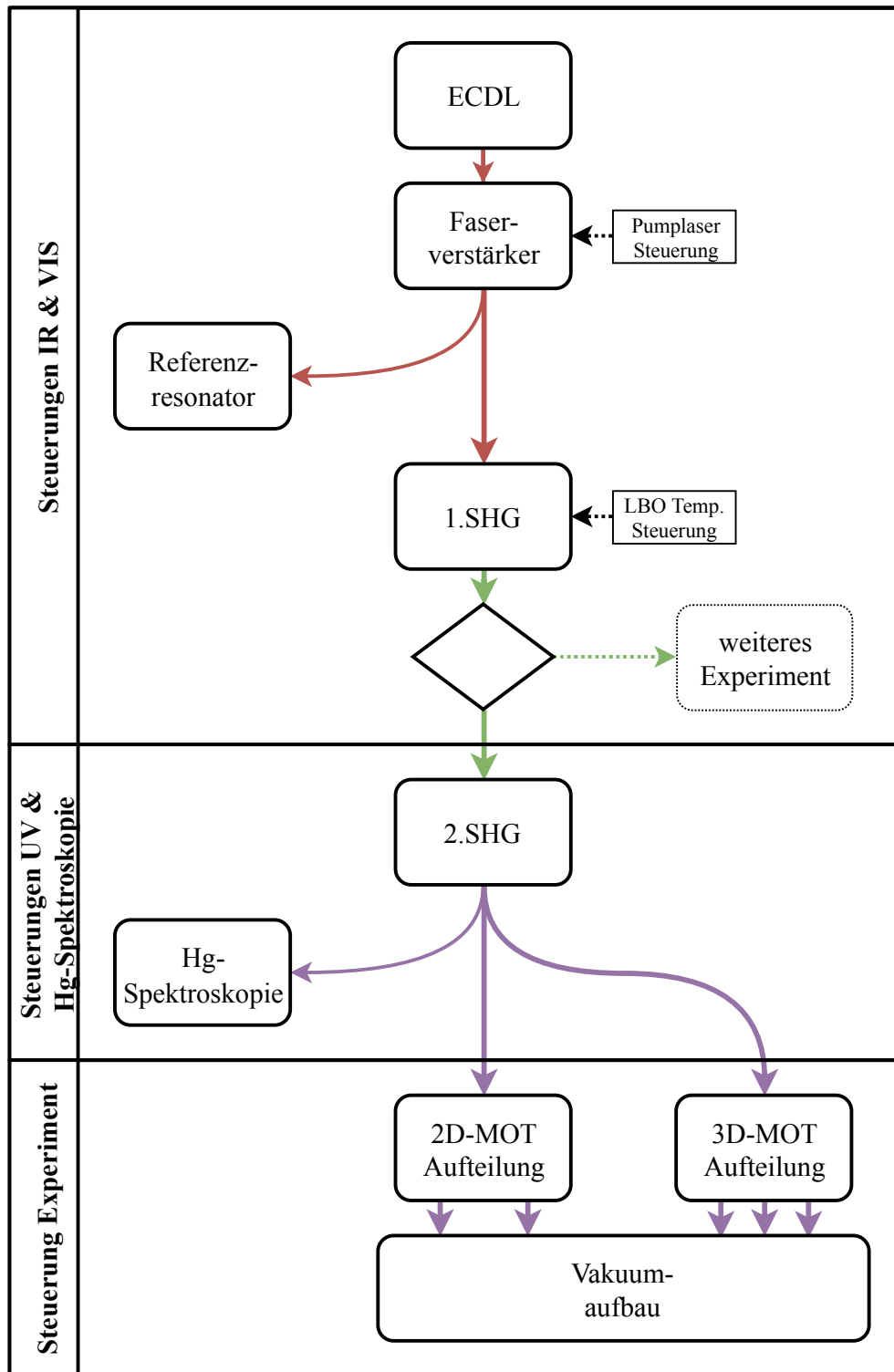


Abbildung 2.1.: Flussdiagramm des Lichts und seiner Verteilung.

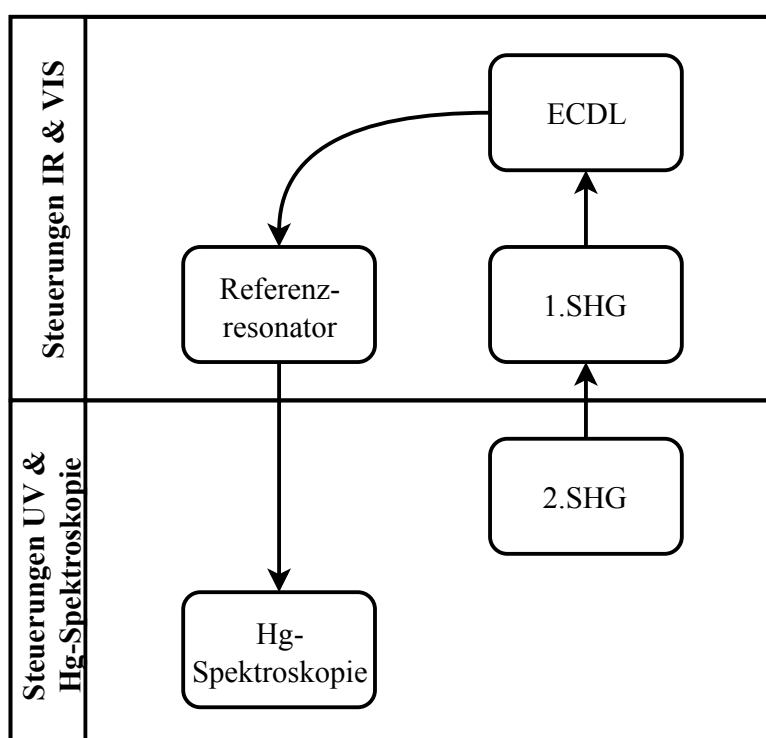


Abbildung 2.2.: Flussdiagramm der Verkettung der Stabilisierungen des Systems.

wird. Zwischen den zwei Stufen gibt es die Möglichkeit das Licht bei 507,4 nm über eine Glasfaser zu einem anderen Experiment zu leiten, siehe [35].

Von dem in der zweiten Frequenzverdopplungsstufe erzeugten Licht bei 253,7 nm wird ein kleiner Teil zu einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie geleitet. Diese wird für die absolute Frequenzstabilisierung des Lasersystems auf den Kühlübergang des zu fangenden Quecksilberisotopes genutzt. Der Aufbau wird im zweiten Abschnitt des Kapitels 6 beschrieben und die Stabilisierung charakterisiert.

Der Großteil des erzeugten Lichts bei 253,7 nm wird auf die 2D-MOT sowie auf die 3D-MOT aufgeteilt. Die entsprechenden Hauptstrahlen durchlaufen anschließend je einen akusto-optischen Modulator, kurz AOM, bevor sie auf zwei bzw. drei Kühlstrahlen aufgeteilt werden. Diese Aufteilungen werden in den entsprechenden Abschnitten in Kapitel 7 detailliert dargestellt. Im Anschluss an die Aufteilungen gelangen die Kühlstrahlen zu dem entsprechenden Teil der Vakuumkammer.

Die Steuerung einer Messung übernimmt der kommerzielle Treiber¹ der AOMs. Er wird über ein Computerprogramm² mit dem jeweiligen Experimentablauf programmiert. Die Kamera für Aufnahmen der 3D-MOT wird direkt über den AOM-Treiber ausgelöst. Genauer wird auf die Experimentabläufe und auf ihre Steuerung in Kapitel 7 eingegangen.

Ergänzend zum Weg des Lichts ist in Abbildung 2.2 die Verkettung der einzelnen Stabilisierungen als Flussdiagramm dargestellt. Zunächst wird der Diodenlaser über ein Wellenlängenmessgerät³ mit der möglichen Genauigkeit auf ein Viertel der Frequenz des entsprechenden Kühlübergangs eingestellt und

¹MOG Laboratories Pty. Ltd. Agile RF Synthesizer XRF421

²National Instruments GmbH LabView 2011

³High Finesse GmbH WS-7 Super Precision

2. Übersicht über das System

anschließend auf den Referenzresonator stabilisiert. Der Referenzresonator wird als optischer Tiefpass verwendet, da schnelle Schwankungen des Diodenlasers durch die Stabilisierung unterdrückt werden können. Dazu verfügt dieser Regelkreis über die höchste Regelbandbreite im System. Langsame Drifts des Resonators, beispielsweise durch Luftdruckänderung, besitzen weiterhin einen Einfluss auf die Frequenz des Systems. Dementsprechend ist die absolute Frequenz noch nicht definiert.

Um diesen Einfluss auszugleichen wird der Referenzresonator mittels einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie auf den Kühlübergang des zu fangenden Quecksilberisotops stabilisiert. Damit diese zwei gekoppelten Regelkreise sich nicht gegenseitig in Schwingung versetzen, ist die Regelbandbreite der Stabilisierung auf die Spektroskopie um eine Größenordnung geringer als die der Stabilisierung auf den Referenzresonator. Um die Spektroskopie betreiben zu können, muss zunächst der Überhöhungsresonator der ersten Frequenzverdopplungsstufe auf sein Fundamentallicht stabilisiert werden. Im Anschluss muss auch der Überhöhungsresonator der zweiten Frequenzverdopplungsstufe wiederum auf sein Fundamentallicht stabilisiert werden. Auch bei dieser Verkettung wurde darauf geachtet, dass die Grenzfrequenzen der Regler nicht überlappen. Sind alle vier Regelkreise geschlossen ist die Frequenz des Lichts bei 253,7 nm mit einer Genauigkeit unterhalb der natürlichen Linienbreite des Kühlübergangs festgelegt, so dass eine magneto-optische Falle damit betrieben werden kann. Für die Stabilisierungen der drei Resonatoren wird jeweils die Pound-Drever-Hall Methode verwendet, weshalb im Folgenden kurz auf deren Grundlagen eingegangen werden soll.

2.2. Grundlagen der Pound-Drever-Hall Methode

Ursprünglich für die Stabilisierung von Mikrowellenoszillatoren von *R.V. Pound* vorgeschlagen, wurde das Verfahren von *R.W.P. Drever* und *J.L. Hall* 1983 in [36] für die Entwicklung eines interferometrischen Gravitationswellendetektors auf die Laserspektroskopie übertragen. Es stellt heute mit der auf Polarisationspektroskopie basierenden Hänsch-Couillaud Methode, siehe [37], das gängigste resonatorbasierte Stabilisierungsverfahren in der modernen Optik dar. Beide Methoden wurden für die Stabilisierung eines Lasers auf ein optisches Fabry-Perot Interferometer entwickelt, siehe Abschnitt 6.2. Sie können jedoch wie hier für die Überhöhungsresonatoren der Frequenzverdopplungsstufen, auch umgekehrt für die Stabilisierung eines Resonators auf ein Lichtfeld verwendet werden. Der schematische Aufbau zur Erzeugung des für die Stabilisierung benötigten Fehlersignals ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

Zur Stabilisierung von Lasern werden meist Resonatoren mit einer hohen Finesse verwendet, so dass ihre spektrale Auflösung deutlich kleiner ist als der freie Spektralbereich des Resonators. Die hohe Finesse führt zu einer hohen Lebenszeit der Photonen im Resonator, was wiederum eine sehr langsame Reaktionszeit des transmittierten Lichtfelds zur Folge hat. Im Gegensatz dazu ist die Reaktion des reflektierten Lichtfelds instantan. Für den Fall der Resonanz ist jedoch die Intensität des reflektierten Lichtfeldes minimal und die Signalform der reflektierten Leistung symmetrisch, was eine Stabilisierung erschwert.

Bei der Pound-Drever-Hall Methode (PDH-Methode) wird daher das einfallende Lichtfeld mit einer Frequenzmodulation versehen. Diese liegt im Radiofrequenzbereich, hier bei 20 MHz, und wird durch einen lokalen Oszillator vorgegeben. Bei solch hohen Modulationsfrequenzen überlappt nur die Trägerfrequenz mit der Resonanz des Resonators und wird transmittiert, während die Seitenbänder reflektiert werden. Die Seitenbänder erfahren je nach Lage der einfallenden Trägerfrequenz zu der aus dem Resonator herauslaufenden Trägerfrequenz einen Phasenversatz. Dieser kann, nachdem das reflektierte Licht mit einer Photodiode aufgenommen und anschließend verstärkt wurde, durch einen Mischer detektiert werden.

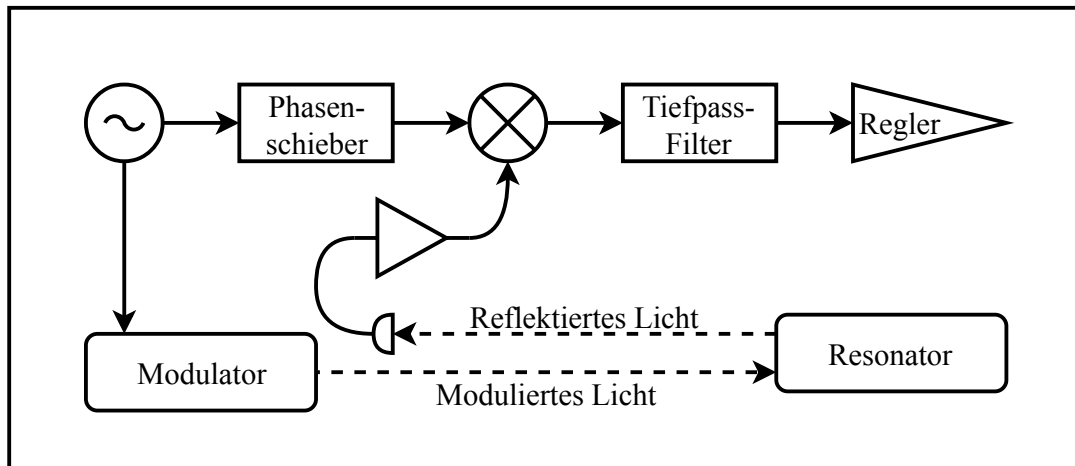


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung einer Stabilisierung nach der Pound-Drever-Hall-Methode.

Der Mischer multipliziert das Signal der Photodiode mit einem Referenzsignal aus dem lokalen Oszillator, welches zuvor durch einen Phasenschieber an den Signalpfad angepasst wurde. Hierbei entstehen neben dem niederfrequenten Fehlersignal auch Signale mit der einfachen sowie der doppelten Modulationsfrequenz. Diese höheren Signale werden durch den abschließenden Tiefpass herausgefiltert und das gewonnene Fehlersignal dem Regler zur Stabilisierung bereitgestellt. Eine ausführliche Einführung in die PDH-Methode inklusive ihrer Limitierungen ist [38] zu entnehmen.

Die nötige Elektronik zur Erzeugung der jeweiligen Fehlersignale ist hier in kommerziellen Modulen⁴ zusammengefasst und in den entsprechenden Baugruppenträgern verbaut. Im Folgenden wird kurz auf die verwendeten selbstgebauten Regler eingegangen.

2.3. Modifikationen an bestehender Reglerelektronik

Die geringe natürliche Linienbreite der Kühlübergänge, siehe Abschnitt 1.1, wie auch die hohe spektrale Auflösung der verwendeten Resonatoren, siehe Kapitel 5 und 6, stellen hohe Anforderungen an die zur Stabilisierung verwendeten Regler. Diese Anforderungen beziehen sich hier nicht auf die Geschwindigkeit der Regler, da die angeschlossenen Stellglieder zumeist Piezo-Aktoren sind, deren Resonanzfrequenzen nur im Bereich von mehreren zehn Kilohertz liegen. Vielmehr beziehen sich die Anforderungen auf das Eigenrauschen der Elektronik. Für eine allgemeine Einführung in die Grundlagen der Regelungstechnik sei hier auf [39, 40] verwiesen.

Bei den für diese Arbeit relevanten Fällen handelt es sich um Festwertregelungen, bei denen ein Lichtfeld entweder zu einem Resonator oder zu einem atomaren Übergang resonant gehalten werden soll. Dazu wird zum Beispiel über die PDH-Methode ein asymmetrisches Signal erzeugt, welches als Regelgröße dient und mit dem Sollwert verglichen wird. Die resultierende Regelabweichung wird mittels Änderung der Stellgröße durch den Regler minimiert.

In Abbildung 2.4 ist der Aufbau einer Reglereinheit schematisch dargestellt. Nachdem das Signal beispielsweise in einem der PDH-Module zu einem Fehlersignal verarbeitet wurde wird es in der Eingangsstufe

⁴TEM Messtechnik GmbH miniPDH

2. Übersicht über das System

aufbereitet. Hier kann zum einen die Regelabweichung des Fehlersignals durch Addition des eigentlichen Sollwerts eingestellt werden sowie das Signal durch den Verstärker in seiner Amplitude angepasst werden. Im Anschluss kann das aufbereitete Signal invertiert werden. Dies ist nötig für den Fall, dass beispielsweise eine positive Regelabweichung einer negativen Stellgröße als Ausgabe des Reglers bedarf. Anschließend folgt der eigentliche Regler in Form eines klassischen diskret aufgebauten *Proportional Integral Differential (PID)* Reglers. Details dazu siehe beispielsweise [41]. Die vom Regler ausgegebene Stellgröße wird über einen Wahlschalter an die Ausgangsstufe weitergegeben. Dieser Schalter ermöglicht es alternativ zur Regelung eine in ihrer Amplitude einstellbare Dreiecksrampe an die Ausgangsstufe weiterzugeben, um beispielsweise einen Resonator oder eine Spektroskopie abzufahren. Dies kann zum Einstellen des Sollwertes nötig sein. Alternativ kann statt mit der Rampe oder der Stellgröße die Ausgangsstufe auch ohne Eingangssignal betrieben werden. In diesem Fall wird lediglich der einstellbare Grundpegel, engl. *Offset*, ausgegeben. Die Ausgangsstufe verfügt neben der Addition des Grundpegels noch über einen Tiefpass, mit dem das ausgegebene Signal an die Grenzfrequenz des Stellglieds angepasst werden kann.

Um den zuvor aufgeführten Anforderungen Rechnung zu tragen wurden am bestehenden Design der Arbeitsgruppe für Regler verschiedene Maßnahmen zur Rauschreduktion getroffen, die im Folgenden kurz beschrieben werden sollen. Es wurde die Spannungsreferenz des Sollwerts und des Grundpegels, von 7810- und 7910-Spannungsreglern auf eine Hochpräzisionsreferenz⁵ umgebaut. Diese hat mit $6\text{ }\mu\text{V}$ Spannungsrauschen und maximal 8 ppm/K Spannungsdrift im Gegensatz zu $580\text{ }\mu\text{V}$ und 1 mV/K ein deutlich stabileres Verhalten. Des Weiteren wurde auch die Spannungsversorgung von 7812- und 7912-Spannungsreglern auf einen dualen rauscharmen linear Regler⁶, engl. *Low Noise Low Dropout Linear Regulator*, mit einem Spannungsrauschen von $20\text{ }\mu\text{V}$ bzw. $30\text{ }\mu\text{V}$ für den positiven bzw. negativen Ausgang bei maximalen 150 mA Ausgangsstrom umgerüstet. Auch wurde das Doppelpotentiometer zur Einstellung der Grenzfrequenz des Tiefpasses der Ausgangsstufe gegen feste Widerstände ausgetauscht. Zur Charakterisierung der modifizierten Regler wurde das Spannungsrauschen der Ausgangsstufen im Bereich zwischen 25 Hz und 7 kHz über einen Messverstärker⁷ mit einem Digital-Multimeter⁸ aufgenommen. Im Fall des Reglers zur Stabilisierung auf den Referenzresonator konnte so das Rauschen um eine Dekade reduziert werden. Bei den Reglern für die Stabilisierung der Überhöhungsresonatoren sowie für die interne Laserstabilisierung liegt das Rauschniveau nochmals niedriger, da bei ihnen die Addition des Grundpegels entfernt wurde. Durch diese Maßnahmen konnte die Langzeitstabilität der Regler soweit verbessert werden, dass ein stabiler Betrieb der einzelnen Stufen und somit des gesamten Systems möglich wurde.

⁵Analog Devices Inc. AD688

⁶Linear Technologies Inc. LT3032-12

⁷Stanford Research System SR560

⁸Keysight Technologies 34470A

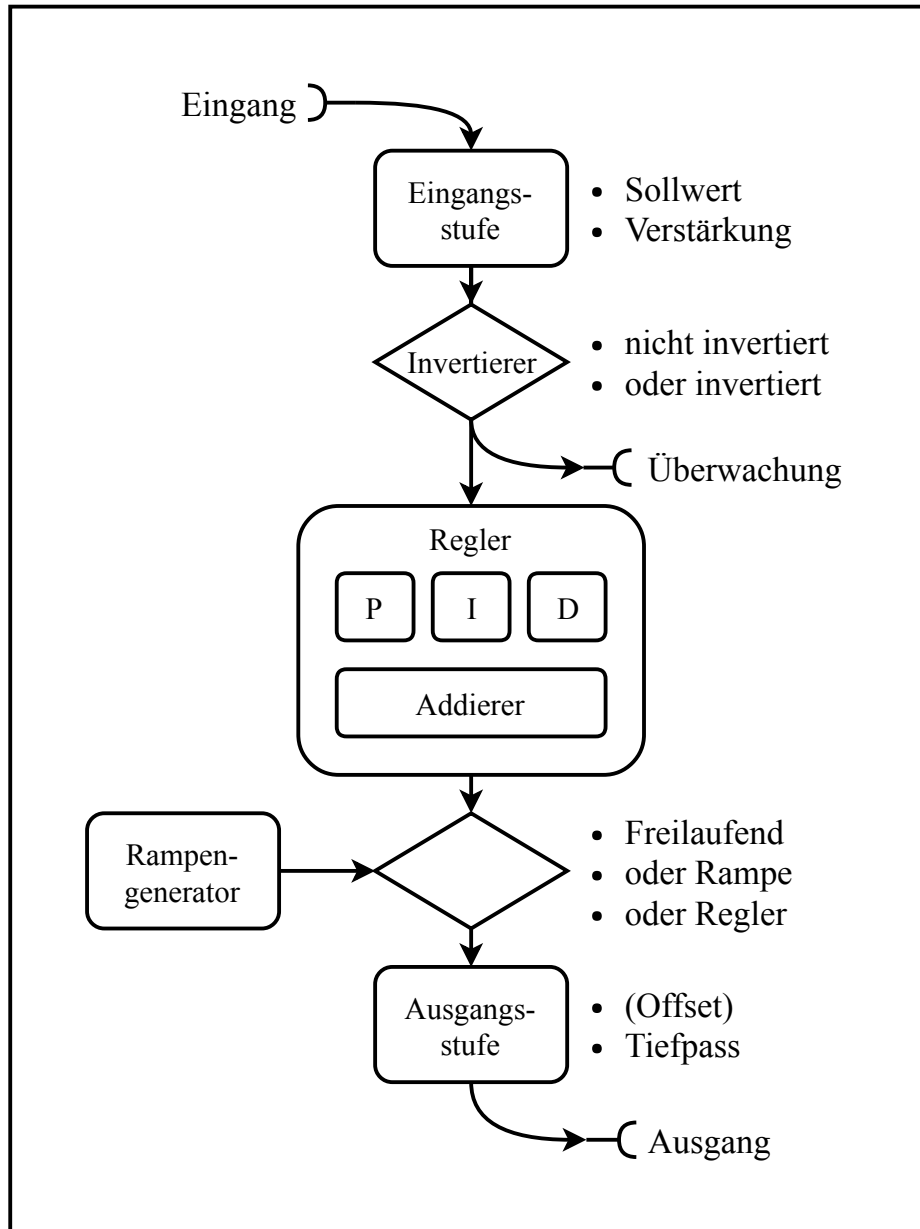


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung des Aufbaus einer Stabilisierungseinheit.

3. Der Hauptoszillator

Als Hauptoszillator des MOPAs und damit Ausgangspunkt der Erzeugung des Kühllichts war zunächst ein kommerzieller Diodenlaser⁹ mit externem Resonator, engl. *External Cavity Diode Laser (ECDL)*, vorgesehen. Dessen Linienbreite wurde im Rahmen der Master-Thesis [42] auf circa 450 kHz abgeschätzt. Bei der Inbetriebnahme der ersten Frequenzverdopplungsstufe zeigte sich jedoch, dass dessen spektrale Eigenschaften für die weitere Verwendung unzureichend waren.

Daher wurde beschlossen einen möglichst stabilen Diodenlaser zu entwickeln. In Abbildung 3.1 ist ein 3D-Modell dieses Diodenlasers dargestellt. Eine kurze Einführung in die dauerstrich Halbleiterlaser sowie die verbreitetsten Ansätze zum Aufbau von ECDLs bilden den folgenden Abschnitt 3.1. In Abschnitt 3.2 werden die grundlegenden Überlegungen für die Entwicklung vorgestellt. Anschließend wird in Abschnitt 3.3 der Aufbau vorgestellt. In Abschnitt 3.4 wird auf den verwendeten Stromtreiber eingegangen bevor in Abschnitt 3.5 der entwickelte ECDL abschließend charakterisiert wird.

3.1. Überblick über Diodenlaser mit externem Resonator

Diodenlaser basieren auf einem p-n-Übergang in einem Halbleitermaterial, hier Galliumarsenid (*GaAs*). Fließt ein Strom durch den Übergang bildet sich dort eine Durchmischungszone, in der es durch die Rekombination von Elektronen und Löchern zur Emission von Photonen kommt. Anders als bei LEDs kommt es bei Laserdioden aufgrund der hohen Ladungsträgerdichte und homogenen Struktur des Übergangs zu stimulierter Emission. Der Wellenlängenbereich der emittierten Photonen ist dabei in erster Ordnung von der Bandlücke des Halbleitermaterials abhängig. Seine Breite liegt je nach Material zwischen einzelnen und mehreren hundert Nanometern. Im Fall von *GaAs* kann dieser Bereich wie bei der verwendeten Laserdiode 120 nm mit dem Schwerpunkt bei 1060 nm betragen.

Die Endfacetten des Halbleitermaterials bilden mit ihrer Umgebung den sogenannten internen Resonator der Laserdiode. Dieser ist ohne weiteres nicht ausreichend um den gezielten Betrieb bei einer einzigen Frequenz zu gewährleisten, geschweige denn ein kontrolliertes Durchstimmen des Lasers zu ermöglichen. Hierzu ist es nötig, durch zusätzliche Frequenzselektion den Emissionsbereich der Laserdiode deutlich einzuschränken.

Diese Selektion kann entweder schon im Fertigungsprozess des Halbleiters durch Einbringen zusätzlicher Schichten geschehen oder durch Rückkopplung mit externen optischen Bauteilen. Aufgrund dieser externen Rückkopplung werden diese Systeme auch als Diodenlaser mit externem Resonator, engl. *External Cavity Diode Laser (ECDL)*, bezeichnet. Die Verwendung von externen Bauteilen sorgt hierbei für eine deutlich höhere Flexibilität und kann gleichzeitig für eine deutlich feinere Selektion der emittierten Wellenlänge genutzt werden.

Etablierte Konfigurationen von ECDLs sind die Littrow- sowie Littman-Metcalf-Anordnungen, die beide auf einem Reflexionsgitter als frequenzselektivem Element basieren. Demgegenüber steht eine Anord-

⁹TOPTICA Photonics AG DL100

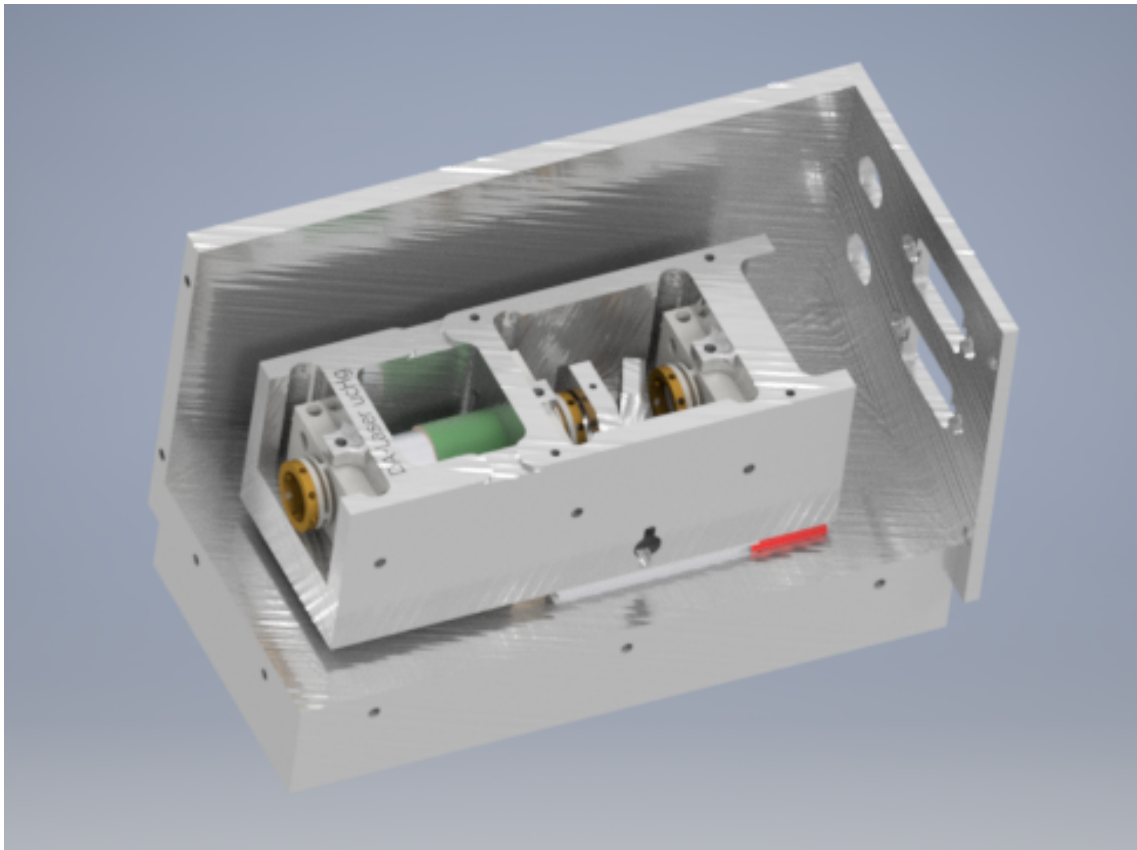


Abbildung 3.1.: Gerendertes Modell des Diodenlasers.

nung basierend auf einem Linearresonator aus Laserdiode und Spiegel in der ein Interferenzfilter zur Frequenzselektion verbaut ist.

Bei der Littrow-Anordnung wird die erste Beugungsordnung des Gitters direkt in die Laserdiode zurück reflektiert. Das wohl am weitesten verbreitete Design in Littrow-Anordnung wurde 1995 in [43] vorgestellt und zeichnet sich vor allem durch seine robuste und einfache Gestalt aus.

In [44] wird beispielsweise ein Laser in Littrow-Anordnung mit relativ langem externen Resonator von 10 cm und evakuiertem Gehäuse des ECDLs vorgestellt. Beides zielt auf eine akustische Isolierung des externen Resonators ab, um eine schmalbandige Lichtquelle zu erhalten. Dies ist mit einer Gesamtlinienbreite des freilaufenden ECDLs $\Delta\nu_{rms}^{ecd} = \int_0^{\infty} S_{\Delta\nu}(f)df$ von 59 kHz auch gelungen.

Die Littman-Metcalf-Anordnung verwendet neben dem Reflektionsgitter einen Spiegel, der die erste Beugungsordnung über das Gitter wieder zurück in die Laserdiode reflektiert. Typischerweise werden hierbei deutlich höhere modensprungfreie Durchstimmbereiche erreicht als mit der mechanisch deutlich einfacheren Littrow-Anordnung. In [45] konnte beispielsweise mit einer Littman-Metcalf-Anordnung über einen Frequenzbereich von 2 THz bei 910 nm also ca. 6 nm modensprungfrei durchgestimmt werden.

Um die Vorzüge der ECDLs auch unter weniger kontrollierten Umweltbedingungen einsetzen zu können, wurden in [46] drei Anordnungen mittels Mikrooptiken miniaturisiert und anschließend charakterisiert. Als Alternative zu den Gitter-stabilisierten Anordnungen wurde 1988 die Verwendung eines linearen Resonators mit Katzenaugenlinse und einem Interferenzfilter mit schmaler Transmission von *P. Zorabedian et al.* [47] mit einem ECDL in Littrow-Anordnung verglichen. Hierbei zeigte sich eine deutlich größere Durchstimmbarkeit der Littrow-Anordnung, gleichzeitig war aber die Justagetoleranz und somit der Einfluss mechanischer Störungen für die Filter-Anordnung 260-fach geringer. Die Systeme basierten auf einer InGaAsP-Laserdiode und emittierten im Bereich von 1300 nm.

In [48] wurde von *X. Baillard et al.* die Idee der Interferenzfilter stabilisierten Anordnung wieder aufgegriffen und Systeme bei 698 nm, 780 nm und 852 nm für die Arbeit mit atomarem Cäsium, Rubidium und Strontium aufgebaut. Nach der Untersuchung dieser Systeme konnte von Linienbreiten bis zu 14 kHz berichtet werden. Die hierbei verwendeten Filter hatten eine Transmission von über 90 % und eine Transmissionsbreite von 0,3 nm. Die Breite entspricht somit dem doppelten Modenabstand des internen Resonators der Laserdioden.

Auch in [49] wurden Littrow- und Filter-Anordnung unter Verwendung der gleichen Laserdiode im Bereich von 1550 nm experimentell verglichen. Bei diesen Designs wurde großen Wert auf die akustische Isolation der Resonatoren gelegt. Auch hierbei zeigte sich mit 200 nm gegenüber 18 nm für die Littrow-Anordnung ein deutlich größerer Durchstimmbereich. Die Filter-Anordnung zeigte jedoch mit 1,6 kHz im Vergleich zu 5,2 kHz eine deutlich geringere Linienbreite und somit höhere Stabilität.

Für diese Arbeit ist die benötigte Durchstimmbarkeit des Lasersystems bei 253,7 nm durch den maximalen Abstand der Übergänge der Isotope vorgegeben und entspricht somit circa 22 GHz. Bei 1014,7 nm reduziert sich durch die Frequenzverdopplungen der zu überbrückende Bereich auf 5,5 GHz, was eine vergleichsweise geringe Anforderung für einen Diodenlaser darstellt.

Daher und auf Grund der deutlich höheren Anforderung an die zu erreichende Linienbreite, wurde beschlossen einen interferenzfilterstabilisierten Diodenlaser als neuen Hauptoszillator für das Kühltasersystem zu entwickeln.

Eine Übersicht zu einzelfrequenten Diodenlasern und ihren Ausführungen ist beispielsweise in [50] zu finden. Für eine detailliertere Diskussion dieses Themas sei ansonsten auf [51] verwiesen.

3.2. Überlegungen zu interferenzfilterstabilisierten Diodenlasern

Für die in [48] vorgestellten Diodenlaser wurden einfache Fabry-Perot-Laserdioden verwendet sowie speziell angefertigte Interferenzfilter. Diese wurden so ausgelegt, dass sie bei einem Einfallswinkel von 6° die zentrale Transmission bei einer der Zielwellenlängen 698 nm, 780 nm und 852 nm haben. Ihre maximale Transmission von 90 % hat die Form einer Lorentz-Verteilung mit einer Breite von circa 0,3 nm, was in etwa dem freien Spektralbereich einer typischen Laserdiode entspricht. Für den Laser bei 852 nm wurde die Länge der Laserdiode über deren freien Spektralbereich auf circa 0,8 mm abgeschätzt, wobei für GaAs der übliche Brechungsindex von 3,6 angenommen wurde. Die Beschichtung der Frontfacette soll eine Reflektivität von kleiner 4 % besitzen. Die Länge des externen Resonators ist mit 70 mm angegeben und sein Auskoppelspiegel soll eine Reflektivität von 30 % besitzen. Es wurden auch Spiegel mit einer geringeren Reflektivität getestet, für die jedoch kein stabiler Laserbetrieb möglich war. Der Laser konnte im Rahmen der Veröffentlichung zur Stabilisierung auf atomares Cäsium verwendet werden. Die Linienbreite des weißen Rauschens des Laser-Designs konnte durch eine heterodyne Messung mit einem zweiten identisch aufgebauten Laser zu 14 kHz bestimmt werden.

Um im Vorfeld der Entwicklung eines Lasers bei 1014,7 nm das Verständnis für die Bauart des interferenzfilterstabilisierten Diodenlaser zu erhöhen, wurde zunächst eine Simulation des Transmissionsverhaltens des Lasers bei 852 nm aus [48] durchgeführt. Als Grundlage dazu wurden die Angaben zu den einzelnen Komponenten aus der Veröffentlichung verwendet. Für das Emissionsprofil der Laserdiode wurde eine Lorentz-Verteilung um 854 nm mit einer Breite von 5,0 nm angenommen. Das Ergebnis der Simulation der einzelnen Komponenten und deren Überlagerung ist im oberen Teile von Abbildung 3.2 dargestellt. In der Überlagerung aller Komponenten ist die Frequenzmode mit der höchsten Transmission bei 852,07 nm klar identifizierbar und die stärkste Nebenmode ist hierbei 0,4 % kleiner als die Hauptmode.

Auf der Anordnung aus [48] aufbauend wurde von *D. Thompson* und *R. Scholten* in [52] ein Diodenlaser vorgestellt, der statt einem speziellen schmalbandigen Filter einen Standardfilter mit einer Breite von 3,0 nm nutzt. Während bei [48] die Selektion einer einzelnen Mode des internen Resonators durch den sehr schmalen Filter sichergestellt wurde, wird in dieser Arbeit auf das Zusammenspiel von einer Flanke des Filters mit dem Abfallen des Verstärkungsprofils der Diode gesetzt. Die Simulation dieses Systems zeigt, dass auch hier die stärkste Nebenmode noch um 0,4 % kleiner ist als die Hauptmode. Dieses System konnte erfolgreich auf einen Übergang von atomarem Rubidium stabilisiert werden und verfügt über eine Linienbreite von 26 kHz. Auch in dieser Veröffentlichung wird durch einen Vergleich mit einem ECDL in Littrow-Anordnung deutlich, dass bei dem Interferenzfilter stabilisierten ECDL durch die Katzenaugenkonfiguration mechanische Störungen deutlich reduziert werden konnten.

In [53] wurde dieser Ansatz für den Aufbau eines Lasers bei 452 nm zur Spektroskopie von Tellur angewandt. In diesem Wellenlängenbereich werden Laserdioden aus InGaN verwendet, die beispielsweise mit 1,8 nm ein sehr viel schmaleres Emissionsprofil haben. Um eine stabile Frequenzselektion gewährleisten zu können wurde hier mit zwei 3,0 nm breiten Interferenzfiltern gearbeitet, die zueinander leicht verkippt angeordnet waren. Der Laser wurde über mehrere Tage durchgängig als Referenz auf eine Absorptionslinie von Tellur bei 452,756 nm stabilisiert. Den besonderen thermischen Herausforderungen bei der Verwendung von InGaN basierten Laserdioden, siehe dazu [54], wurde durch den Einsatz eines zweiten Peltier-Elements direkt an der Halterung der Diode Rechnung getragen.

Auf diesen Arbeiten aufbauend wurde im Rahmen der betreuten Master-Thesis [55] ein interferenzfilterstabilisierter ECDL bei 1062 nm als Versuchsträger mit der Perspektive zur Spektroskopie des Uhrenübergangs von Quecksilber aufgebaut und ausführlich charakterisiert. Die Einflüsse der Transmission des verwen-

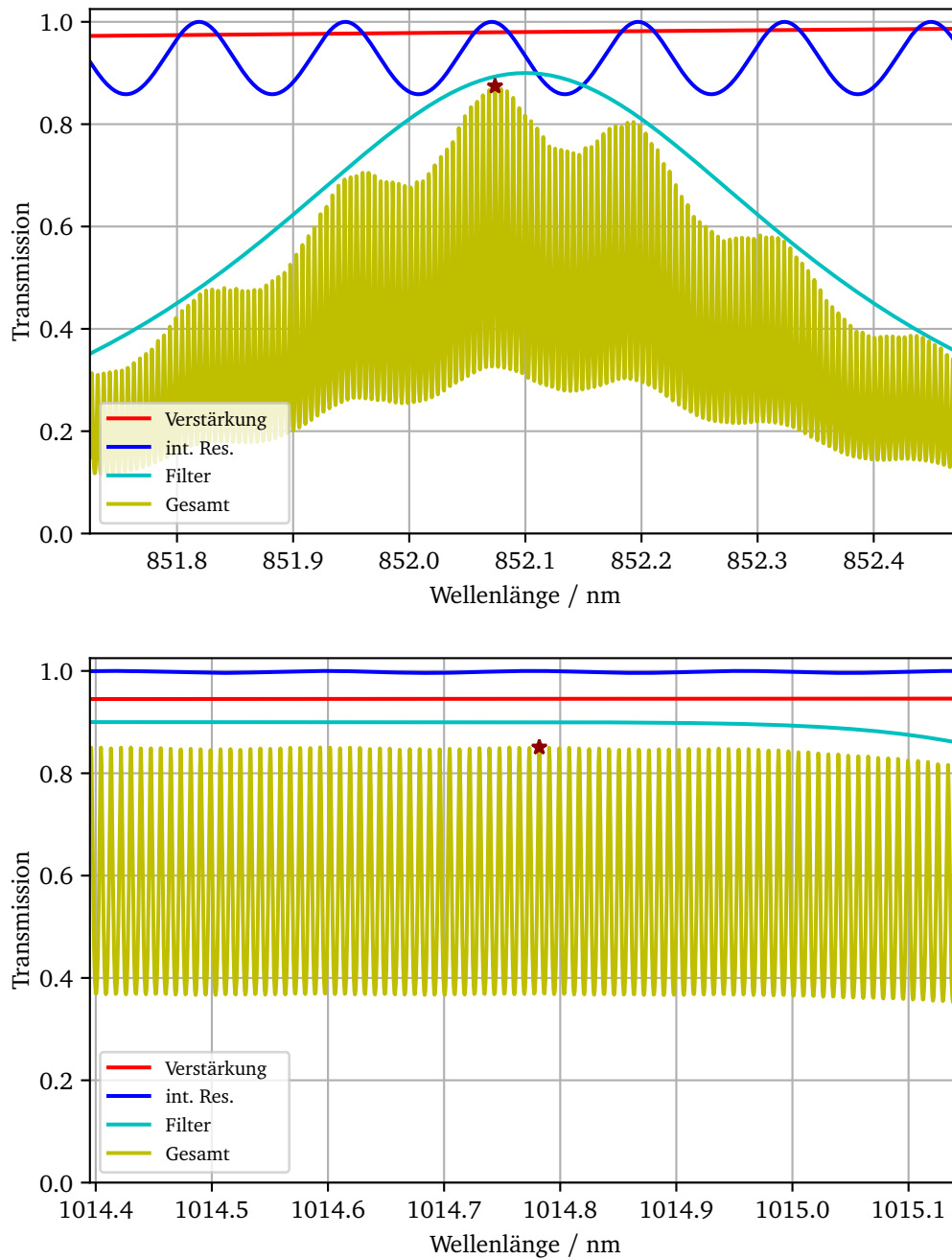


Abbildung 3.2.: Simulation der frequenzselektiven Faktoren eines Diodenlasers bei 852 nm aus [48] (oben) und des entwickelten Diodenlasers bei 1014,7 nm (unten). Im relevanten Wellenlängenbereich sind das Verstärkungsprofil der Laserdiode, die Transmission des internen Resonators, die Transmission des Interferenzfilters und die Überlagerung inklusive der Transmission des externen Resonators dargestellt. Die Position der Mode, mit der höchsten Gesamttransmission, ist jeweils mit einem Stern markiert. Um die Sichtbarkeit des internen Resonators im Fall des Diodenlasers bei 1014,7 nm zu erhöhen wurde hier für die Reflektivität der Maximalwert angenommen.

3. Der Hauptoszillator

deten Filters auf die Linienbreite wurde hierbei anhand von Filtern mit jeweils einer Transmission von 30 %, 75 % und 90 % untersucht. Dabei konnte in einer verzögerten selbst-heterodyn Messung, siehe Abschnitt 6.1, auf einer Zeitskala von $1,74 \mu\text{s}$ eine minimale Linienbreite von 6,6 kHz gemessen werden. Basierend auf den positiven Erfahrungen mit der Stabilität des Lasers bei 1062 nm wurde für das Kühllasersystem ein interferenzfilterstabilisierter Diodenlaser bei 1014,7 nm aufgebaut. Für die Laserdiode wurde auf eine Diode¹⁰ zurückgegriffen, die durch eine Antireflektionsbeschichtung für den Wellenlängenbereich von 960 nm bis 1080 nm ausgelegt ist. Die Restreflektivität der Frontfacette ist im Datenblatt mit typischen 0,03 % und maximalen 0,1 % angegeben.

Der verwendete Filter ist ein Standardfilter¹¹ mit einer zentralen Wellenlänge von 1030 nm und einer Breite von 3,9 nm. Das Transmissionsverhalten des Filters wurde im Rahmen der betreuten Bachelor-Thesis [56] untersucht. Der verwendete Auskoppelspiegel¹² hat eine Reflektivität von 25 % und besitzt auf der Rückseite eine Antireflektionsbeschichtung.

Um das Potenzial dieser Komponenten zu überprüfen wurde das Transmissionsverhalten für eine Verwendung in einem 60 mm langen externen Resonator simuliert. Die Ergebnisse sind im unteren Teil von Abbildung 3.2 dargestellt. Es wird deutlich, dass sich die Frequenzselektion durch den internen Resonator der Diode im Vergleich zu den zuvor präsentierten Fällen mit unbeschichteten Dioden erheblich reduziert. Als Folge der Antireflektionsbeschichtung reduziert sich die Unterdrückung der stärksten Nebenmode im Vergleich zur Hauptmode auf 0,02 % für den Fall der typischen Restreflektivität von 0,03 %. Im Fall der maximalen Restreflektivität liegt das Verhältnis noch bei 0,05 %. Diese geringe Unterdrückung der Nebenmoden stellt für einen stabilen Betrieb besonders hohe Anforderungen an die Mechanik des Lasers dar, da es schon bei sehr geringen Störungen zu einem Sprung zwischen den Moden kommen kann.

3.3. Aufbau des interferenzfilterstabilisierten Diodenlasers

Um den zuvor erwähnten Anforderung an die Stabilität der Mechanik Rechnung zu tragen, wurde ein komplett neuer Laserkörper konstruiert. Der konzeptionelle Aufbau des Lasers ist zu [48] und [52] identisch. Eine Skizze des Aufbaus ist in Abbildung 3.3¹³ zusammen mit dem anschließenden Faraday-Isolator sowie der Faserkopplung und der Polarisationspektroskopie dargestellt. Um einen möglichst kompakten Resonator zu erhalten, wurde auf die Verwendung eines kommerziellen Spiegelhalter als Halter für den Filter verzichtet. Stattdessen wurde die Halterung in den Laserkörper integriert.

Die Laserdiode ist in die Rückwand eingelassen und wird dort über einen Passring und zwei Schrauben gehalten. Dadurch ist es möglich die Diode zu tauschen ohne den Resonator zu öffnen. Des weiteren wird die Öffnung durch die Diode dicht verschlossen.

Für die Kollimationslinse¹⁴ sowie für die weiteren Linsen des Lasers wurde eine Halterung konstruiert, die auf einer schwimmend gelagerten Platte basiert. Ähnlich zur Mechanik des Toptica DL100 kann diese durch Madenschrauben in ihrer Position senkrecht zur optischen Achse verschoben werden. Die Linse selbst ist in einen Tubus eingeschraubt, der sich gegen eine Feder in die Platte einschrauben lässt und so fixiert ist. Die Stabilität dieser Anordnung wurde vorab über 12 Tage in einem modifizierten kommerziellen Diodenlaser¹⁵ getestet. Dazu wurde die Strahlage über diesen Zeitraum mit einer Strahlprofilkamera¹⁶ in

¹⁰eagleyard Photonics GmbH EYP-RWE-1060-10020-0750-SOT01-0000

¹¹Semrock Inc. LL01-1030-12.5

¹²Layertec GmbH 111353

¹³Erstellt unter Verwendung der ComponentLibraray für *Inkscape* von Alexander Franzen.

¹⁴Thorlabs Inc. C230TME-1064

¹⁵Toptica Photonics AG DL100

¹⁶DataRay Inc. WinCam D

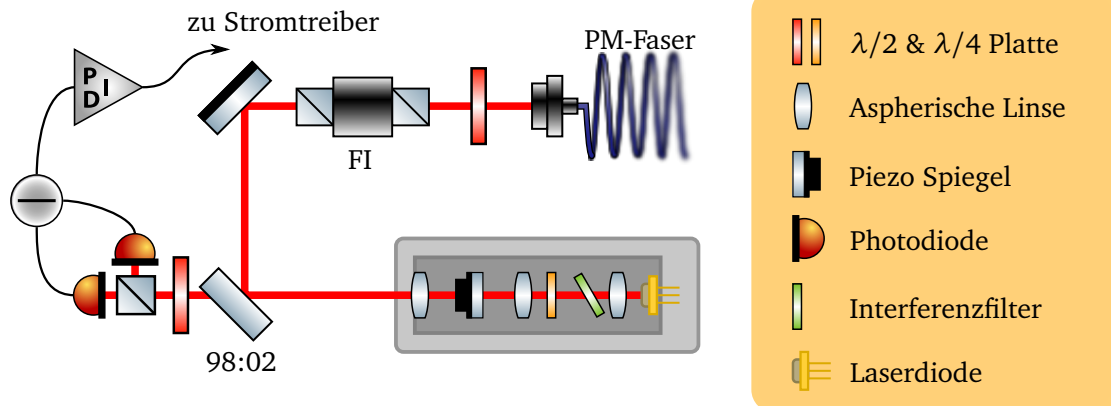


Abbildung 3.3.: Skizze des Aufbaus des Diodenlasers mit externem Resonator sowie der Polarisations-spektroskopie und der Faserkopplung. Verwendet werden neben diversen Standardkomponenten ein Tandem-Faraday-Isolator FI sowie ein spezieller Strahlteiler, der eine polarisationsunabhängige Transmission von 2 % besitzt.

einer Entfernung von 0,7 m überwacht. Im Rahmen der Messgenauigkeit konnte über diesen Zeitraum keine Änderung festgestellt werden.

Nach der Kollimation trifft der Strahl zunächst auf den Interferenzfilter, dessen Halterung in den Laserkörper integriert ist und eine Verstellung um bis zu 25° zulässt. Anschließend passiert der Strahl eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte. Diese ermöglicht es, das Verhältnis zwischen internem und externem Resonator in den Polarisationszustand des ausgesendeten Lichts zu projizieren. Über eine Polarisations-spektroskopie kann dieser für eine Stabilisierung des Verhältnisses verwendet werden, wodurch beispielsweise der Bereich, in dem ein modensprungfreies Durchstimmen des Lasers möglich ist, vergrößert werden kann [57–60].

Nach der Verzögerungsplatte gelangt das Licht zur sogenannten Katzenaugen-Konfiguration. Diese besteht aus dem Auskoppelspiegel und einer asphärischen Linse¹⁷. Die Linse fokussiert den Strahl auf den Spiegel, wodurch der Resonator gegenüber Verkippen des Spiegels deutlich insensitive wird. Der Auskoppelspiegel ist auf einem Ringpiezo¹⁸ aufgebracht, wodurch die Länge des externen Resonators geregelt werden kann. Abschließend wird das austretende Licht durch eine dritte Linse¹⁹ wieder kollimiert. Nach dem Verlassen des Gehäuses fällt das Licht auf einen Strahlteiler, der eine polarisationsunabhängige Transmission von 2 % besitzt. Der transmittierte Teilstrahl wird über eine Polarisations-spektroskopie detektiert und an einen Regler geleitet. Der reflektierte Hauptstrahl wird über einen zweiten Spiegel durch einen Tandem-Faraday-Isolator²⁰ in eine polarisationserhaltende Glasfaser zum Faserverstärker geleitet.

Die Dicken der Substrate des Filters mit 2 mm und des verwendeten Auskoppelspiegels mit 6,35 mm waren bei der Auslegung des Strahlengangs nicht zu vernachlässigen. Daher und aufgrund der geringen

¹⁷Thorlabs Inc. C280TMD-B

²⁰FI-980-5TIC LINOS

¹⁸Piezomechanik Dr.Lutz Pickelmann GmbH HPSt

150/14-10/12

¹⁹Thorlabs Inc. C260TME-B

3. Der Hauptoszillator

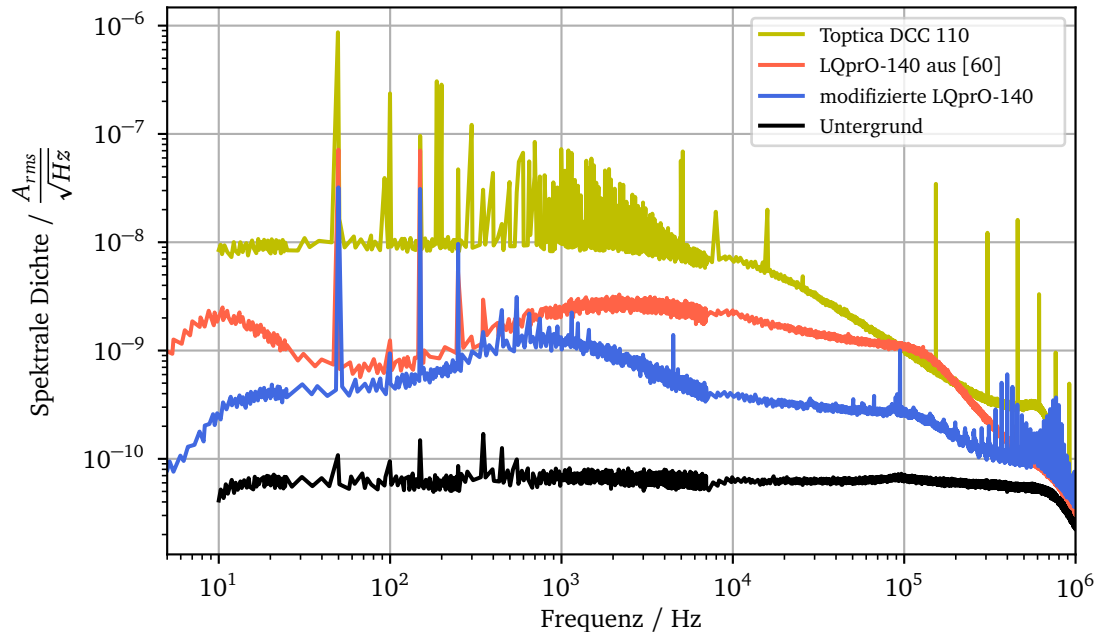


Abbildung 3.4.: Stromdichtespektren verschiedener Stromtreiber gemessen für einen Ausgangsstrom von 50 mA.

Verstellmöglichkeiten der Linsen in Strahlrichtung wurden deren Positionen mittels ABCD-Matrizen im Rahmen der gaußschen Strahlenoptik unter Verwendung von *Mathematica 10.0* berechnet.

3.4. Der Stromtreiber

Neben der mechanischen Stabilität und der Abschirmung vor akustischen Störungen besitzt die Stabilität des Stroms der Laserdiode den größten Einfluss auf die Linienbreite des Diodenlasers. Als rauscharmer Stromtreiber für die Laserdiode wurde daher auf ein in der Arbeitsgruppe vorhandenes Design mit der Bezeichnung *LQprO-140* zurückgegriffen. Dieses wurde von *Thorsten Führer* und *Benjamin Rein* entworfen und in [60] erstmals vorgestellt.

Der Schaltplan basiert auf der Schaltung aus [61], welche eine Weiterentwicklung des 1993 von *K.G. Libbrecht* und *J.L. Hall* in [62] vorgestellten Stromtreibers ist. Dieser zeichnet sich durch sein geringes Eigenrauschen aus und wurde speziell für den Betrieb von Laserdioden entwickelt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Verbesserungen aus [63] und [64] eingearbeitet und durch den Austausch von Komponenten die Rauschcharakteristik nochmals verbessert. In Abbildung 3.4 werden die Stromdichtespektren von verschiedenen Stromtreibern verglichen. Zunächst wurde der Stromtreiber des kommerziellen Systems von Toptica untersucht sowie das bestehende Design des *LQprO-140*. Anschließend wurden Modifikationen eingearbeitet um im gesamten Spektralbereich Verbesserungen zu erzielen. Die gezeigten Spektren setzen sich aus jeweils vier Messungen in verschiedenen Frequenzbereichen zusammen und wurden bei einem Strom von 50 mA durchgeführt.

Die teils scharfen Spitzen in den Spektren bei niedrigen Frequenzen, wie beispielsweise bei 50 Hz, 150 Hz und 250 Hz, sind auf das Stromnetz und eine nicht optimierte Filterung der Versorgungsleitungen zurückzuführen. Bei der Messung des modifizierten LQprO-140 im Bereich über 100 kHz sind Einflüsse des in diesem Fall angeschlossenen Schaltnetzteils des für das Auslesen des elektrischen Spektralanalysators verwendeten Notebooks sichtbar. Diese zeichnen sich jedoch nicht als Modulation auf dem Signal des Diodenlasers ab, wie für einen Ursprung im Stromtreiber selbst zu erwarten wäre. Mit den eingebrachten Modifikationen konnte das Rauschniveau des Stromtreibers nochmals deutlich reduziert werden.

Zusätzlich zum zuvor erwähnten Stromtreiber mit einem maximalen Ausgangsstrom von circa 140 mA wurde auch die stärkere Version *LQprO-400* modifiziert. Dieser kann bis zu einer Stromstärke von 500 mA betrieben werden. Details zur Durchführung der Messungen sowie eine Abbildung aller aufgenommenen Spektren sind im Anhang A zu finden. An dieser Stelle sei *Patrick Baus* gedankt, der im Rahmen seiner Entwicklungstätigkeiten an einer extrem rauscharmen Steuerungselektronik für Diodenlasern half die Verbesserungen zu diskutieren und zu untersuchen.

3.5. Charakterisierung des Diodenlasers

Zur Charakterisierung des Diodenlasers wurden mit einem optischen Spektralanalysator²¹ Spektren des aufgebauten ECDLs gemessen, welche in Abbildung 3.5 gezeigt sind. Es wird deutlich, dass der Laser jeweils nur auf einer zentralen Mode emittiert und die Nebenmoden um mehr als 30 dB unterdrückt sind. Der Frequenzabstand der Nebenmoden entspricht mit ca. 55 GHz dem freien Spektralbereich des internen Resonators der Laserdiode.

Parallel zur Messung der Spektren wurden Kennlinien mit einem Leistungsmessgerät²² bei verschiedenen Konfigurationen aufgenommen. Zunächst ohne Filter, anschließend mit gerade eingebautem Filter und abschließend im Bereich der Zielwellenlänge von 1014,7 nm.

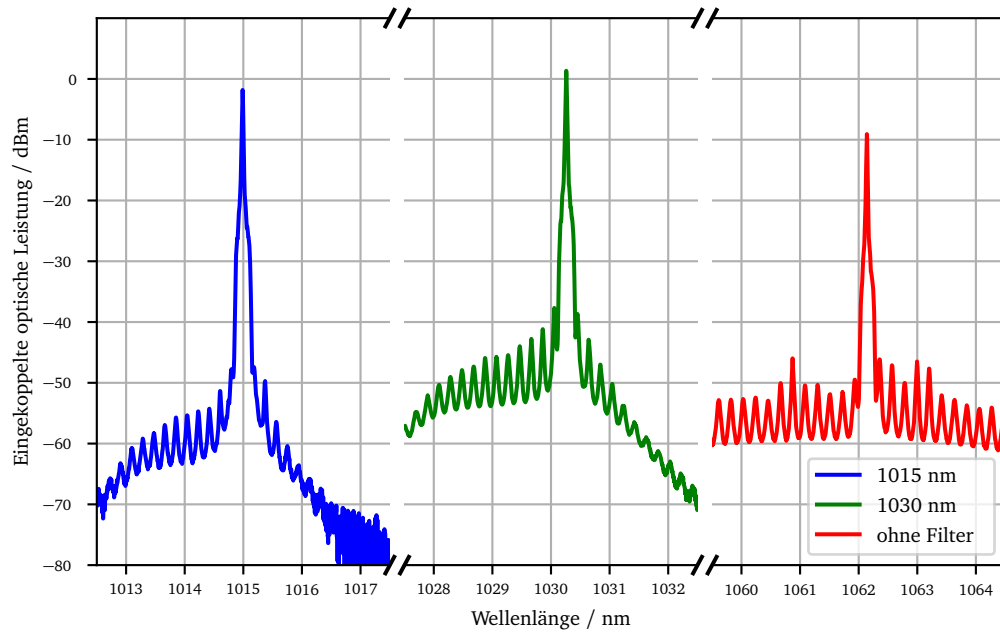
Für den Fall, dass kein Interferenzfilter eingebaut ist, emittiert der Laser bei ca. 1062,1 nm mit einer Nebenmodenunterdrückung von über 30 dB. Für diese Messung wurde der Laser bei 20 mA betrieben, was deutlich über der Laserschwelle von $(9,07 \pm 0,28)$ mA liegt. Der differenzielle Wirkungsquerschnitt konnte zu $(0,615 \pm 0,007)$ W/A bestimmt werden. Ist der Filter eingebaut und senkrecht zur optischen Achse ausgerichtet, emittiert der Laser bei 1030,2 nm und zeigt eine Laserschwelle von $(18,50 \pm 0,87)$ mA bei einem Wirkungsquerschnitt von $(0,615 \pm 0,016)$ W/A. Bei einem Winkel von 22° emittiert der Laser bei der Zielwellenlänge von 1014,9 nm. Seine Laserschwelle liegt bei $(24,90 \pm 0,54)$ mA, sein Wirkungsquerschnitt bei $(0,608 \pm 0,005)$ W/A und die Nebenmodenunterdrückung bei über 45 dB.

Bei der Aufnahme der Leistungskennlinien zeigte der Verzicht auf den Filter keinen Einfluss auf die Stabilität der emittierten Wellenlänge. Die Ergebnisse der Kennlinien sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Bei der Zielwellenlänge besitzt der Laser eine maximale Ausgangsleistung von 57,0 mW bei einem maximalen Pumpstrom von 120 mA. Somit steht genug Initialleistung für einen anschließenden Verstärkungsprozess zur Verfügung.

²¹Yokogawa Electric Corporation AQ6373

²²Coherent Inc. Fieldmaster II mit LM-2 VIS

3. Der Hauptoszillator



Abbildungung 3.5.: Optische Spektren des Lasers. Rechts ohne Interferenzfilter um 1062 nm, in der Mitte mit gerade eingebautem Interferenzfilter um 1030 nm, sowie Links mit auf die Zielwellenlänge von 1014,7 nm eingestelltem Interferenzfilter.

Winkel des Filters / °	kein Filter	0	22
emittierte Wellenlänge / nm	1062,1	1030,2	1014,9
Laserschwelle / mA	$9,07 \pm 0,28$	$18,5 \pm 0,87$	$24,9 \pm 0,54$
diff. Wirkungsquerschnitt / W/A	$0,615 \pm 0,007$	$0,615 \pm 0,016$	$0,608 \pm 0,005$

Tabelle 3.1.: Vergleich der Laserschwellen und des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei verschiedenen emittierten Wellenlängen.

4. Der Leistungsverstärker

Im vorangegangenen Kapitel wurde der Hauptoszillator des Lasersystems vorgestellt. Hierbei standen die spektralen Eigenschaften im Vordergrund. Die zur Verfügung stehende Leistung des ECDLs bei 1014,7 nm ist für die spätere Verwendung noch zu gering und muss für eine effiziente Verdopplung ihrer Frequenz zunächst verstärkt werden.

Gängige Verfahren der kohärenten Verstärkung von infraroter Strahlung sind zum einen die Verwendung von Halbleiterelementen und zum anderen die Nutzung optisch gepumpter Faserverstärker. Kommerzielle halbleiterbasierte trapezförmige Verstärker, engl. *Tapered Amplifier (TA)* besitzen typischerweise eine maximale Ausgangsleistung von 1,5 W bis 2,0 W. Dem gegenüber stehen Faserverstärkersysteme mit Ausgangsleistungen von beispielsweise 30 W bei 1091 nm, siehe [65]. Auf Grund der dadurch möglichen Leistungsreserve, wurde sich für die Entwicklung eines Faserverstärkers entschieden. Dieser soll im Rahmen dieses Kapitels vorgestellt werden.

Zunächst wird im folgenden Abschnitt 4.1 auf die relevanten Grundlagen sowie besondere Herausforderungen bei der Verstärkung von Licht bei 1014,7 nm eingegangen und in Abschnitt 4.2 bisher veröffentlichte Ansätze aufgeführt. Im Hauptteil des Kapitels in Abschnitt 4.3 wird die Idee eines nicht kryogenen Faserverstärkers mit hoher optisch zu optischen Effizienz vorgestellt und in Abschnitt 4.4 der dazu entwickelte Aufbau präsentiert. Anschließend folgen in Abschnitt 4.5 und 4.6 verschiedene Messungen zur Charakterisierung des Systems, vor allem unter dem Aspekt der optisch zu optischen Effizienz sowie der limitierenden Faktoren.

4.1. Grundlagen der aktiver Glasfasern

Das Potential von Yb-dotierten Glasfasern als vielseitig einsetzbare optische Verstärker im Bereich von 975 nm bis zu 1150 nm wurde 1997 erkannt [66]. Ein Überblick über die wichtigsten Anwendungsgebiete und Fortschritte der Fasergeometrien sowie eine detaillierte Zusammenfassung der Vorzüge und Limitierungen von Faserverstärkern sind beispielsweise in [67] zu finden.

4.1.1. Aufbau von Glasfasern

Allgemein nutzen Glasfasern zum Transport von Licht die Totalreflektion an der Grenzfläche zwischen dem Glaskern mit einem hohen Brechungsindex, engl. *core*, und dem Glasmantel, engl. *cladding*, mit einem geringeren Brechungsindex. Durch geeignete Wahl des Kerndurchmessers und des Verhältnisses der jeweiligen Brechungsindizes kann Licht, welches unter einem bestimmten Öffnungswinkel auf die Facette der Faser trifft, im Kern geführt werden. Zusätzlich wird dieser Glasverbund durch eine weitere Schicht aus einem Polymer, engl. *coating*, geschützt. Das Polymer hat im Normalfall einen höheren Brechungsindex als der Glasmantel. Dieser Aufbau aus drei Schichten stellt die Grundlage der meisten heutzutage verwendeten Glasfasern dar.

4. Der Leistungsverstärker

Um das Licht im Anschluss effektiv weiter nutzen zu können, ist es wie hier unter Umständen notwendig, dass sich in der Faser lediglich die räumliche Grundmode ausbreitet. Dies wird dadurch erreicht, dass der entsprechende Modenfelddurchmesser der Grundmode des verwendeten Lichts in der Faser lediglich geringfügig größer ist als der Kerndurchmesser und die nächsthöhere Mode nicht mehr geführt werden kann. Fasern die diese Eigenschaft haben werden auch als Einzelmoden Fasern, engl. *single-mode fiber* (*sm*), bezeichnet.

Da für die weitere Verwendung des Lichts neben der räumlichen Ausprägung auch seine Polarisation von hoher Bedeutung ist, verfügen die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Fasern neben dem Kern noch über zwei weitere Glaselemente im Mantel, die mit dem Kern auf einer Achse angeordnet sind. Diese Glaselemente sorgen für gezielte Verspannungen im Glaskern, wodurch über die gesamte Faserlänge Doppelbrechung entsteht. Sie werden daher auch als Stresselemente bezeichnet. Wird nun Licht, welches entlang der Achse des Kerns und der Stresselemente polarisiert ist, eingekoppelt, so bleibt dieses auch nach der Faser entsprechend polarisiert. In diesem Fall wird von einer polarisationserhaltenden Faser, engl. *polarisation maintaining fiber* (*pm*), gesprochen.

Neben der Lichtleitung im Glaskern kann auch im Glasmantel Licht geleitet werden. Hierzu muss zwischen dem Glasmantel und dem Polymer ebenfalls Totalreflektion auftreten. Das kann durch die Wahl eines speziellen Polymers mit deutlich geringerem Brechungsindex erreicht werden. Solche Fasern werden als Doppelmantelfasern, engl. *double cladding fiber* (*dc*), bezeichnet. Dies wird meist nur in seltenerd-dotierten Fasern verwendet, um das Pumplicht im Mantel zu führen. Aufgrund der großen numerischen Apertur des Glasmantels lässt sich auch das stark elliptische Strahlprofil von Diodenbarren noch effizient nutzen. Zusätzlich reduziert sich die Leistungsdichte im Kern. Wodurch unerwünschte nichtlineare Effekte erst bei deutlich größeren Leistungen als bei Einzelmantelfasern auftreten.

4.1.2. Aktive Glasfasern

In dem für diese Arbeit relevanten Spektralbereich bieten sich mit Ytterbium dotierte aktive Glasfasern als Verstärkungsmedium an. Im entsprechenden Wirtsmaterial des Faserkerns tritt Ytterbium als dreiwertiges Ion Yb^{3+} auf und es ergibt sich aus den Übergängen des angeregten $^2\text{F}_{5/2}$ -Niveaus in die verschiedenen Unterzustände des Grundniveaus $^2\text{F}_{7/2}$ ein breites Verstärkungsspektrum. Die hier relevanten Übergänge zwischen den entsprechenden Unterzuständen sind in Abbildung 4.1 auf der linken Seite schematisch dargestellt.

Für die Verstärkung ebenso wie für die Realisierung eines Faserlasers werden meist die Übergänge vom $^2\text{F}_{5/2}$ Unterzustand a in die $^2\text{F}_{7/2}$ Unterzustände j , k und l verwendet. Diese überlappen durch homogene wie inhomogene Verbreiterung teils und können als mehrere zehn Nanometer breite Banden beobachtet werden. In diesen Fällen wird meist von i nach a bei einer Wellenlänge von 976 nm angeregt. Dieser Übergang zeigt den höchsten Absorptions- sowie einen ebenso hohen Emissionswirkungsquerschnitt, wodurch bis zu 50 % der Ionen angeregt werden können und sich ein effektives Drei-Niveau-System ergibt. Dadurch wird gleichzeitig die im Medium abzuführende Energiedifferenz zwischen absorbierte Leistung und emittierter Leistung minimiert, was bei Hochleistungssystemen von Bedeutung ist, wie beispielsweise in [68], bei der Erzeugung von 146 W bei 1009 nm mit einer optisch zu optischen Effizienz von 64 %.

Es ist ebenso möglich, den Übergang von a nach i als Verstärker- oder Laserübergang zu verwenden. Dabei wird zum Pumpen der Übergang von i nach b bei ca. 910-940 nm oder der Übergang nach c verwendet. Erste Versuche dazu finden sich beispielsweise in [66] oder in [69]. Durch die Temperatur des Mediums

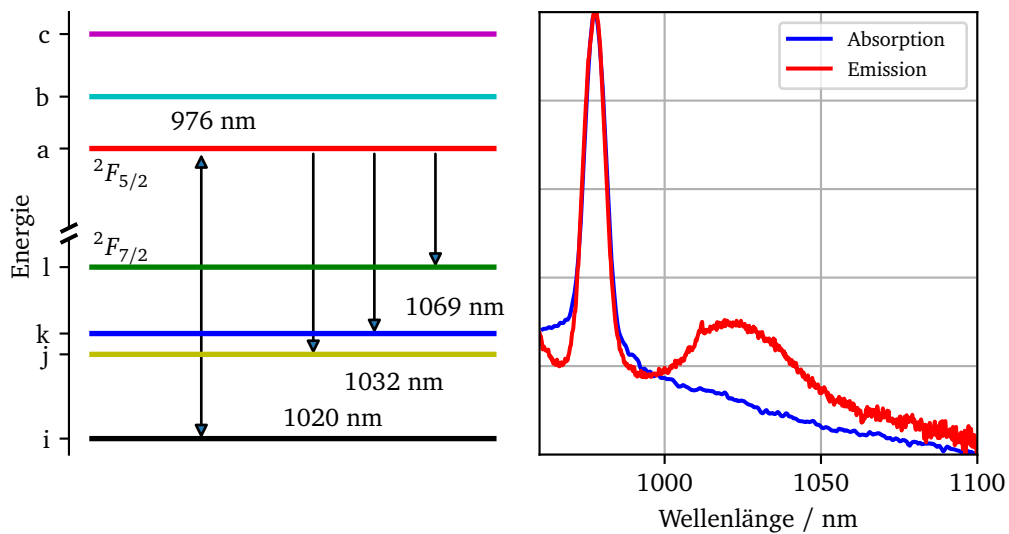


Abbildung 4.1.: Auf der linken Seite ist das Niveau-Schema von Yb^{3+} dargestellt. Der zum Pumpen verwendete Übergang von i nach a bei 976 nm ist ebenso markiert, wie die für die Emission relevanten Übergänge von a in die Unterniveaus von $2F_{7/2}$. Auf der rechten Seite ist das Absorptions- sowie Emissionsspektrum einer 2 m langen Yb-dotierten Faser des als Verstärker verwendeten Typs dargestellt. Beide Messungen wurden bei Raumtemperatur durchgeführt. Um den Übergang bei 976 nm deutlich zu machen, wurde hier bei einer niedrigeren Pumpwellenlänge von 940 nm gearbeitet. Für die Absorptionsmessung wurde die Transmission einer Halogenlampe durch die Faser mit dem Spektrum der Lampe verrechnet.

4. Der Leistungsverstärker

kann auf die Stärke der einzelnen Übergänge Einfluss genommen werden, worauf in Abschnitt 4.3 näher eingegangen wird.

In der rechten Grafik in Abbildung 4.1 sind Messungen des Emissionsspektrums und des Absorptionsspektrums an einer 2 m langen Yb-dotierten Faser²³ bei Raumtemperatur dargestellt. In beiden Spektren ist der Übergang zwischen a und i bei 976 nm deutlich zu erkennen. Des weiteren ist ein zweites Maximum im Emissionsspektrum im Bereich von 1025 nm bis 1030 nm zu finden. Dieses zweite breitere Maximum ergibt sich aus dem Überlappen der Übergänge von a nach j und k .

Im Betrieb des Faserverstärkers kommt es neben der Verstärkung der Eingangsleistung auch zu spontaner Emission. Diese hat ihren Schwerpunkt entsprechend der Übergänge ca. 10-15 nm oberhalb des zu verstärkenden Lichts bei 1014,7 nm. Das spontan emittierte Licht kann zum Teil ebenso wie das zu verstärkende Licht in der Faser geführt und dabei unkontrolliert verstärkt werden. Diese Verstärkung der spontanen Emission, engl. *Amplified Spontaneous Emission (ESA)* kann so stark werden, dass es zu spontaner Laseraktivität kommt. Diese Laseraktivität kann durch ihren unkontrollierten, meist gepulsten Charakter beträchtliche Spitzenleistungen erreichen, die bis zu Zerstörungen an den Faserfacetten führen können und so einen limitierenden Effekt von Faserverstärkern darstellen.

Für 1014,7 nm ist das untere Niveau des Verstärkungsprozesses, der Unterzustand j , bei Raumtemperatur thermisch besetzt. Daher kommt es zu Reabsorption des verstärkten Lichts beim Durchlaufen des Verstärkers, wodurch die absorbierte Leistung die spontane Emission pumpt.

Hat das zu verstärkende Licht eine größere Wellenlänge als der Schwerpunkt der spontanen Emission, so kann durch die Verwendung einer sehr langen Faser die spontan emittierte Strahlung beim Durchlaufen der Verstärkerfaser durch die thermische Besetzung der Unterniveaus j und k reabsorbiert werden. Hierdurch steht die entsprechende Leistung für die Verstärkung wieder zur Verfügung. Dies wurde beispielsweise in [65] bei der Verstärkung von Licht bei 1091 nm untersucht. Die Unterdrückung der ASE konnte hier für eine Faserlänge von bis zu 30 m auf 40 dB gesteigert werden. Die optisch zu optische Effizienz des Systems wurde trotz des relativ geringen Wirkungsquerschnitts für die verwendete Wellenlänge zu 42 % bestimmt. Grundvoraussetzung für diesen Ansatz ist, dass das Pumplicht in Richtung des zu verstärkenden Lichts eingestrahlt wird.

Bei der Verwendung solch langer Fasern und hoher Leistungen kann es zum Auftreten von nicht-linearen Effekten in der Faser kommen. Der häufigste Effekt bei der Verstärkung von besonders schmalbandigem Licht ist die *Stimulierte Brillouin-Streuung*, siehe dazu [70] und [71]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden keine derartigen Effekte beobachtet und werden daher nicht weiter ausgeführt.

Die Unterdrückung des Anteils der ASE im Ausgangsspektrum des entwickelten Faserverstärkers stellt die wesentliche Herausforderung bei der Verstärkung von Licht bei 1014,7 nm und somit für diesen Teil der Arbeit dar.

²³nLIGHT LIEKKI™Yb1200-10/125DC-PM

4.2. Bisherige Ansätze zur Verstärkung von Licht bei 1014,7 nm

In einem ersten Ansatz, veröffentlicht in [72], wurde ein zweistufiger Verstärker, basierend auf zwei vom jetzigen Leibniz-Institut für Photonische Technologien in Jena gefertigten Fasern, präsentiert. Hierbei konnte die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus durch die direkte Kühlung in einer Wanne mit flüssigem Stickstoff stark reduziert werden. Aus einer Eingangsleistung von 65 mW konnte so aus der ersten Stufe eine verstärkte Leistung von maximal 2,8 W und anschließend mit einer Eingangsleistung von 1,7 W aus der zweiten Stufe eine verstärkte Leistung von maximal 5,0 W erzielt werden. Es wurde jeweils eine optisch zu optische Effizienz von 55 % respektive 33 % erreicht, wobei eine ASE-Unterdrückung von jeweils 30 dB beobachtet werden konnte.

Die Kühlung durch flüssigen Stickstoff wurde in [73] aufgegriffen und ein einstufiges Faserverstärkersystem entwickelt. Dieses erreicht mittels einer moderneren aktiven Faser²⁴ und unter Verwendung eines halbleiterbasierten Vorverstärkers aus 450 mW Eingangsleistung eine verstärkte Leistung von über 10 W. Mit einer maximalen Pumpleistung von 25 W ergibt sich daraus eine optisch zu optische Effizienz von 41 %. Die ASE Unterdrückung wird mit besser 20 dB angegeben.

Die hocheffiziente Verstärkung von Licht bei 1014,7 nm in Ytterbium dotierten Glasfasern ist somit möglich. Jedoch wird in [72] von einer deutlichen Reduktion der numerischen Apertur (NA) des Mantels der Verstärkerfaser, von 0,35 auf 0,22, durch die Kühlung berichtet und in [73] wird auf Temperaturfluktuationen und Lageänderungen der Faser beispielsweise durch Bläschen im flüssigen Stickstoff als Störquellen für einen stabilen Betrieb eingegangen. Des Weiteren stellt die tägliche Abkühlung und das Wiederauftauen der Verstärkerfaser eine erhebliche mechanische Belastung der Fasern dar, vor allem für die Verbindung zwischen gläsernem Mantel und dem zweiten Mantel aus Polymer.

Alternativ dazu wird in [74] ein einstufiges Faserverstärkersystem vorgestellt, welches die Problematik des ASE-Lasing durch die Verwendung einer mit 1,05 m relativ kurzen Faser umgeht. Es werden unter Verwendung eines halbleiterbasierten Vorverstärkers aus 100 mW Eingangsleistung 8,06 W verstärkte Leistung bei einer Pumpleistung von 44,8 W erreicht. Dies entspricht einer optisch zu optischen Effizienz von 18 %. Die Unterdrückung der ASE gegenüber der Signalleistung beläuft sich in diesem Fall auf ca. 24 dB. Leider ist in dieser Veröffentlichung die Herkunft der verwendeten Faser nicht erwähnt.

Das einstufige System wurde in [75] um eine zweite Stufe erweitert und erreicht mit dieser bei einer Eingangsleistung von 3,1 W eine maximale verstärkte Leistung von 19,3 W. Die optisch zu optische Effizienz beträgt hier 33,5 % und die Unterdrückung der ASE beläuft sich auf 24,7 dB. Das System ist im Gegensatz zu den anderen aufgeführten Systemen limitiert durch das Auftreten von *stimulierter Brillion Streuung*. Zusammenfassend stellte sich die Frage, ob es möglich wäre einen Faserverstärker zu entwickeln, der die hohe optisch zu optische Effizienz des kryogenen Systems mit dem wartungsfreien und risikoärmeren Betrieb des ungekühlten Systems verbindet.

²⁴Nufern LMA-YDF-25/400-M

4.3. Überlegungen zu einem nicht kryogenen Faserverstärker

In [76] wurde der Einfluss der Temperatur auf die Fluoreszenzlebensdauer, die spontane Emission sowie den Wirkungsquerschnitt in Ytterbium dotierten Glasfasern untersucht. Hierbei lag das Hauptaugenmerk zwar auf Temperaturen deutlich oberhalb üblicher Labortemperaturen von 20 °C bis 25 °C, jedoch wurden die Messungen ergänzend auch bei 77 K durchgeführt. Zunächst wurde die Fluoreszenzlebensdauer bei sieben Temperaturen zwischen 77 K und 443 K ermittelt und anschließend folgendes Modell für den Einfluss der Temperatur T auf die beobachtete Lebensdauer τ angepasst

$$\tau(T) = \frac{1 + e^{-\Delta E/kT}}{\frac{1}{\tau_a} + \frac{1}{\tau_b} e^{-\Delta E/kT}}. \quad (4.1)$$

Hierbei ist die jeweilige Lebensdauer τ_a und τ_b die der zwei oberen Unterzustände a und b von $^2F_{5/2}$ zu 0,884 ms und zu 0,547 ms und ΔE deren Energieabstand zu 630 cm^{-1} bestimmt worden. Im Anschluss an diese Messungen wurden Emissionsspektren bei fünf verschiedenen Temperaturen zwischen 77 K und 443 K untersucht. Auf dem Spektrum bei 77 K konnten zum ersten Mal alle vier Unterzustände i, j, k und l des Grundniveaus $^2F_{7/2}$ beobachtet werden. Zuvor war es nicht möglich gewesen, die Unterniveaus j und k getrennt voneinander aufzulösen. Des Weiteren wurde erkannt, dass die Übergangsstärke zwischen i und a bei 976 nm sich mit ansteigender Temperatur wesentlich reduziert und verbreitert. Dementsprechend kann die Pumpeffizienz durch den Betrieb bei niedrigeren Temperaturen deutlich gesteigert werden. Dies wird auch bei der Analyse der aus den Spektren berechneten Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitten deutlich. Während bei 77 K die Absorption oberhalb 990 nm scheinbar komplett ausfriert, zeigt sich bei der Emission nur ein sehr geringfügiger Einfluss durch die Temperatur.

Basierend auf dem Modell und den Ergebnissen aus [76] wurde der Frage nachgegangen, ob schon eine moderate Kühlung einer Yb-dotierten Faser ausreichen würde, um eine effiziente Verstärkung bei 1014,7 nm zu ermöglichen. Dazu wurde in Abbildung 4.2 die Entwicklung der Fluoreszenz Lebensdauer über der Temperatur entsprechend des Modells aufgetragen. Es zeigt sich, dass bei einer Temperatur von 297 K die Lebensdauer gegenüber des Wertes bei 77 K um $23,9 \mu\text{s}$ reduziert ist. Bei einer Temperatur von 213 K ist diese Reduktion auf $7,5 \mu\text{s}$ zurückgegangen. Daher ist zu erwarten, dass sich durch die Kühlung einer Ytterbium dotierten Faser auf diese moderate Temperatur eine signifikante Verbesserung der Verstärkereigenschaften, im Sinne von optisch zu optischer Effizienz sowie Unterdrückung der ASE, erreichen lässt.

4.4. Aufbau des nicht kryogenen Faserverstärkers

Die in 4.3 aufgeführte Temperatur von 213 K wurde als Arbeitspunkt gewählt, da sie mit kommerziell erhältlichen Peltier-Elementen kombiniert mit einem Durchflusskühler und daher mit einem technisch überschaubarem Aufwand erreichbar ist. Dem entsprechend wurde ein Kühlsystem samt Isolierung für die Verstärkerfaser entwickelt.

Die zu kühlende Faser wird um einen Zylinder aus Aluminium mit einem Durchmesser von 100 mm und einer Stärke von 20 mm gewickelt. In diesen ist zur Fixierung der Faser und für einen besseren Wärmeübertrag eine spiralförmige Rille mit einer Tiefe von 0,5 mm und einer Steigung von 2 mm eingearbeitet. Über

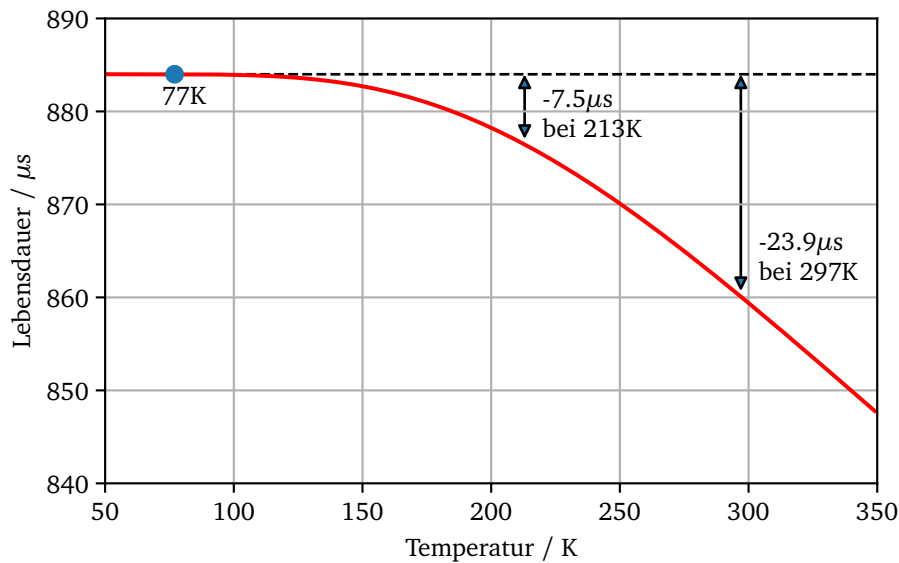


Abbildung 4.2.: Verlauf der Fluoreszenzlebensdauer über der Temperatur basierend auf dem Modell aus [76]. Eingezeichnet sind neben der üblichen Labortemperatur von 297 K und der Siedetemperatur von Stickstoff 77 K auch die angestrebte Arbeitstemperatur des Verstärkersystems von 213 K. Zusätzlich ist die jeweilige Reduktion der Lebensdauer gegenüber des Wertes bei 77 K bei den entsprechenden Temperaturen angegeben.

einen ca. 15 mm tiefen Stempel, an dessen Ende sich das Peltier-Element²⁵ befindet, wird der Abstand zwischen dem Zylinder und der Bodenplatte auf 20 mm erhöht.

Die Bodenplatte dient als Wärmesenke für das Peltier-Element, welches am Arbeitspunkt eine Abwärme von ca. 150 W abgibt. Daher ist die Bodenplatte intern mit einer doppelten U-Struktur versehen, durch die über einen Durchflusskühler²⁶ ein Kühlmittel zirkuliert. Der Durchflusskühler ist auf eine Vorlauftemperatur von 253 K eingestellt, welche von der Bodenplatte im Betrieb nicht ganz erreicht wird.

Auf die Isolierung des Systems wurde bei der Konstruktion besonderen Wert gelegt. Dazu bilden mehrere Platten aus Styropor mit einer Grundfläche von 300 mm mal 300 mm und einer Stärke von 20 mm die Ausgangsbasis. Die erste Platte bildet die Isolationsschicht für die Bodenplatte dem optischen Tisch gegenüber, sowohl bezüglich der Temperatur als auch Schwingungen, die durch die Zirkulation des Kühlmittels auftreten können. Als zweites bildet eine weitere Platte die seitliche Isolation der Bodenplatte. Daran schließt sich die dritte Platte an, die den Zwischenraum zwischen Bodenplatte und dem eigentlichen Zylinder ausfüllt. Zur seitlichen Isolierung des Zylinders wurden zwei Hälften angefertigt in die nachträglich passgenaue Aussparungen für einlaufende sowie die auslaufende Faser eingearbeitet wurden. Den Abschluss bildet eine 100 mm starke Platte, die das System von oben abdeckt.

Die Temperatur des Zylinders kann mittels zweier Platin-Messwiderstände überwacht werden. Einer befindet sich dazu dicht am Zylinderrand, während sich der zweite in der Zylindermitte befindet. Zusätzlich ist in der Bodenplatte neben dem Peltier-Element ein NTC-Thermistor eingebaut.

²⁵Ferrotec GmbH 9520/197/080 BS

²⁶Fryka-Kältetechnik GmbH DLK 632

4. Der Leistungsverstärker

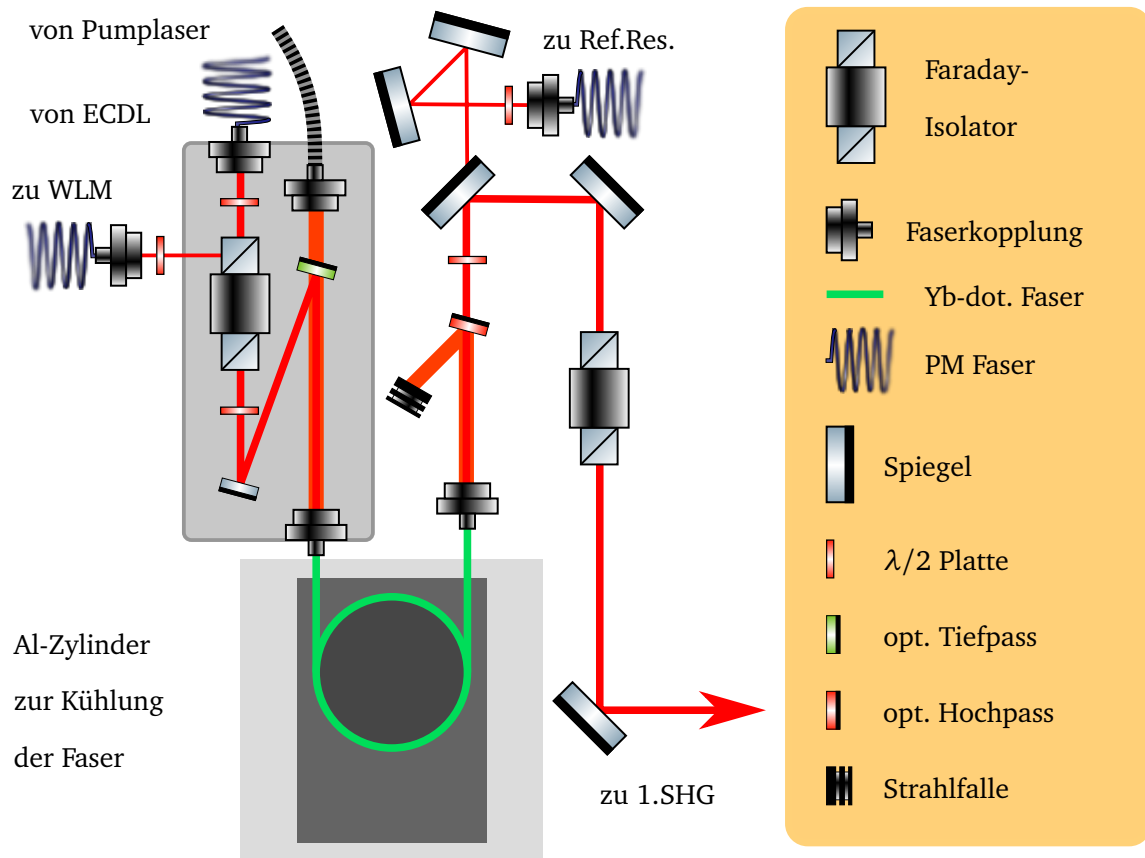


Abbildung 4.3.: Skizze des Aufbaus des Faserverstärkers mit zweistufiger Kühlung.

Mit diesem Aufbau war es möglich Temperaturen von unter 208 K zu erreichen. Diese Temperaturen konnten auf unbestimmte Zeit gehalten werden. Jedoch zeichnete sich beim Betrieb des Faserverstärkers ein Anstieg der Temperaturen des Zylinders um 1-2 K in Abhängigkeit von der verwendeten Pumpleistung ab. Dies ist bei einem Wärmeeintrag durch den Verstärkungsprozess im Bereich von einzelnen Watt und einer Kühlleistung des Peltier-Elements von beispielsweise 8 W bei einer Temperaturdifferenz von 60 K zu erwarten.

Neben dem Kühlsystem setzt sich der Aufbau des Faserverstärkers aus einem Block auf dem die Einkopplung sowohl des zu verstärkenden Lichts wie auch des Pumplichts realisiert ist und einem Stangensystem mit der Auskopplung und eines optischen Hochpass Filters zusammen, siehe Abbildung 4.3²⁷. Auf dem Einkopplungsblock wird zunächst das zu verstärkende Licht des ECDLs aus der Transportfaser²⁸ über zwei Spiegel in den Kern der Verstärkerfaser eingekoppelt. Die hierbei verwendeten Faserkoppler²⁹ bilden die Faserkerne im Verhältnis eins zu eins aufeinander ab, wobei trotz der verschiedenen Kerndurchmesser eine Einkoppeleffizienz von ca. 90 % erreicht wird. Der erste Umlenkspiegel ist ein einfacher hoch reflektiver

²⁷Erstellt unter Verwendung der ComponentLibraray für Inkscape von Alexander Franzen.

²⁸Thorlabs Inc. P3-980PM-FC-5

²⁹Thorlabs Inc. PAF-X-5-B sowie PAF-SMA-5-B

Spiegel³⁰, wohingegen der zweite zur Überlagerung des zu verstärkenden Lichts mit dem Pumplicht dient und daher als optischer Tiefpassfilter³¹ ausgeführt ist. Um Polarisationsinflüsse auf das zu verstärkende Licht zu minimieren, ist der Einfallswinkel der Spiegel mit 10° möglichst gering ausgeführt. Bei der Pumplichtfaser handelt es sich um eine *multimode (mm)* Faser mit einem 105 µm Kerndurchmesser, dessen Facette mittels des Auskopplers³² auf den Abstand zum Einkoppler scharf abgebildet wird. Um die Pumplichteinkopplung weiter zu vereinfachen, wird der Strahldurchmesser durch die Kombination der Koppler auf circa 63 µm reduziert. Zwischen Transportfaser und Verstärkerfaser wurde nachträglich zum Schutz vor Rückreflexen ein Faraday-Isolator verbaut. Dieser ist aus zwei Dünnschichtpolarisatoren³³ und einem Faraday-Rotator³⁴ diskret aufgebaut und gewährleistet eine Abschwächung von mindestens 35 dB. Der am ersten Polarisator reflektierte Teilstrahl wird zur Frequenzüberwachung des ECDLs in eine Faser eingekoppelt und zu einem Wellenlängenmessgerät³⁵ übertragen. Der gesamte Einkopplungsblock ist direkt an der Isolierung des Kühlsystems positioniert um den ungekühlten Teil der Verstärkerfaser mit 150 mm so kurz wie möglich zu halten. Dies ist gerade im vorderen Teil des Verstärkungsprozesses wichtig, da hier das Verhältnis zwischen zu verstärkender Leistung und spontan emittierter Leistung am geringsten ist.

Auf der anderen Seite der Verstärkerfaser wird das verstärkte Licht durch eine asphärische Linse³⁶ in einem Stangensystem ausgekoppelt. Das transmittierte Pumplicht wird anschließend durch einen optischen Hochpassfilter³⁷ in eine Strahlfalle abgelenkt. Das verstärkte Licht wird im folgenden über zwei Spiegel zu den Linsen für die Modenanpassung der ersten Frequenzverdopplungsstufe gelenkt, siehe dazu Kapitel 5. Davor passiert das Licht noch einen weiteren Faraday-Isolator, der den Faserverstärker vor Rückreflexen aus dem Überhöhungsresonator schützt. Dieser ist baugleich zum Isolator vor der Verstärkerfaser ausgeführt. Der erste Umlenkspiegel verfügt über eine leicht reduzierte Reflektivität wodurch circa 1 % der einfallenden Leistung transmittieren. Dieses Lecklicht wird für die in Kapitel 6 beschriebene Stabilisierung auf einen Referenzresonator verwendet und dazu in eine polarisationserhaltende Glasfaser³⁸ eingekoppelt. Das Stangensystem des Auskopplers kann in seiner Position an die Länge der verwendeten Verstärkerfaser angepasst werden. Dies ist notwendig, da der Aufbau darauf ausgelegt ist, dass der zulaufende Teil der Faser auf der gleichen Seite des Kühlsystems liegt wie der ablaufende Teil der Faser. Bei den verwendeten Faserlängen von 119 cm sowie 107 cm ergibt sich eine Windungszahl von 2,5, wobei die isolierte Länge der Fasern mit ca. 79 cm identisch bleibt und nur der hintere unisolierte Teil in seiner Länge zwischen 0,5 cm und 12,5 cm variiert.

Bei der verwendeten Verstärkerfaser³⁹, handelt es sich um eine polarisationserhaltende Doppelmantelfaser, die mit einem Kerndurchmesser von 10 µm zu den *large mode area (LMA)* Fasern gehört. Der Durchmesser des Pumpmantels beträgt 125 µm und der Durchmesser der Polymerschicht circa 250 µm. Mit einer maximalen Mantellichtabsorption von 6,9 dB/m bei 976 nm zählt sie im Vergleich beispielsweise zu der in [74] verwendeten Faser mit einer maximalen Mantellichtabsorption von 4,8 dB/m bei 976 nm oder auch zu anderen kommerziell erhältlichen Fasern wie der *nufern PLMA-YDF-10/125* mit einer maximalen Mantellichtabsorption von 4,95 dB/m bei 976 nm zu den relativ stark dotierten Fasern. Als Pumplaser diente anfänglich ein kommerzielles Diodenlasersystem⁴⁰ mit einer maximalen Ausgangsleistung von 32 W und einem Durchmesser der Pumplichtfaser von 200 µm.

³⁰Layertec GmbH 101614

³¹Layertec GmbH 104187

³²Thorlabs Inc. PAF-SMA-7-B

³³Qioptiq Photonics GmbH & Co KG G335723000

³⁴Thorlabs Inc. IOB-3D-1030-I

³⁵High Finesse WS-7 Super Precision

³⁶Thorlabs Inc. C230TME-1064

³⁷Layertec GmbH 104401

³⁸Thorlabs Inc. P3-1064PM-FC-2

³⁹nLIGHT LIEKKI™Yb1200-10/125DC-PM

⁴⁰Lissotschenko Mikrooptik GmbH
LIMO32-F200-DL976(VHG)-LM

4. Der Leistungsverstärker

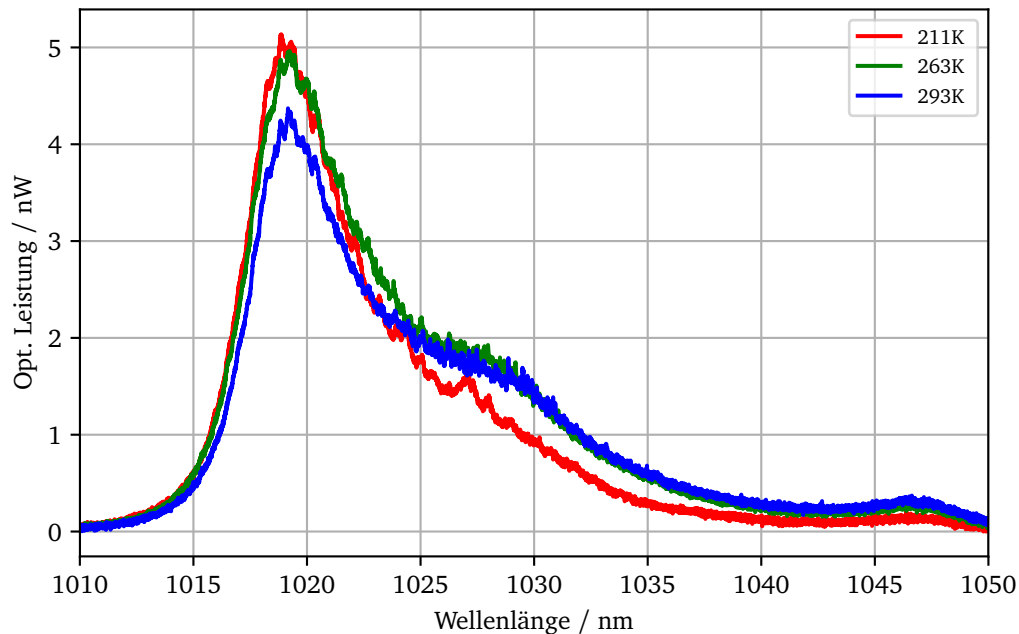


Abbildung 4.4.: Vergleich der freien Fluoreszenz bei Raumtemperatur, 263 K sowie bei 211 K, gemessen mit einer Faserlänge von (119.0 ± 0.5) cm bei einer Pumpleistung von 3,4 W. Zu beobachten ist hier die deutliche Verlagerung bei fallender Temperatur hin zu niedrigeren Wellenlängen.

4.5. Erste Messungen und Charakterisierung

Für eine erste Untersuchung der gekühlten Verstärkerfaser wurden zunächst Spektren der spontan emittierten Strahlung ohne zu verstärkendes Licht bei Raumtemperatur, bei 263 K und bei 211 K aufgenommen, siehe Abbildung 4.4. Dies erfolgte über einen optischen Spektralanalysator⁴¹ in den das Lecklicht des ersten Umlenkspiegels eingekoppelt wurde. Dieses wird ansonsten zum Referenzresonator geleitet, siehe Abbildung 4.3. Der Verstärker wurde bei den Messungen mit einer Pumpleistung von 3,4 W betrieben und das zu verstärkende Licht wurde blockiert.

Beim Vergleich der Spektren treten die Übergänge vom Unterniveau a in die Unterniveaus j bei ca. 1018 nm und k bei ca. 1029 nm deutlich zu Tage. Der Übergang zum Unterniveau l bleibt im Bereich zwischen 1045 nm und 1050 nm zu erahnen. Auffällig ist, dass alle drei Übergänge im Vergleich zu den Angaben aus [76] zu kleineren Wellenlängen verschoben sind. Des Weiteren zeichnet sich wie aus 4.2 zu erwarten war im Verlauf des Kühlens eine deutliche Verschiebung der Emission hin zu kleineren Wellenlängen ab. Während im ersten Schritt lediglich die Intensität des Übergangs nach j ansteigt ist im zweiten Kühlschritt die erwartete Reduktion im gesamten Bereich oberhalb von 1025 nm zu beobachten.

Um das Verstärkersystems zu charakterisieren, wurde eine Kennlinie mittels eines Leistungsmessgeräts⁴² aufgenommen. Der verwendete Pump laser verfügt zur Frequenzselektion über ein integriertes hologra-

⁴¹Yokogawa Electric Corporation AQ6373

⁴²Coherent Inc. Fieldmaster II mit LM-10

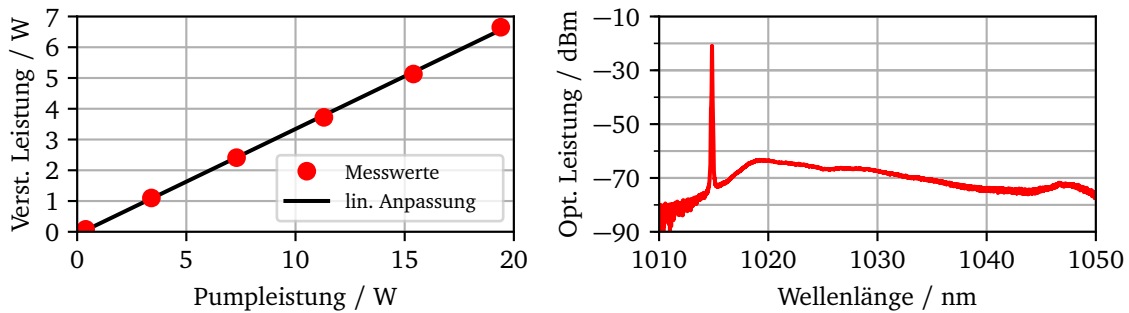


Abbildung 4.5.: Kennlinie und optisches Spektrum des Faserverstärkers bei einer Temperatur von 212 K, einer Faserlänge von (119.0 ± 0.5) cm und einer Eingangsleistung von 105 mW. Aus der ebenfalls eingezeichneten linearen Anpassung ergibt sich eine optisch zu optische Effizienz von $(37,0 \pm 0,2)$ %. Auf Fehlerbalken wurde in dieser Darstellung verzichtet, da die Messabweichungen über 1 min unter 0,5 % lagen. Das Spektrum wurde bei einer Pumpleistung von 19,4 W und einer Ausgangsleistung von $(6,650 \pm 0,049)$ W aufgenommen, hierbei zeichnet sich immer noch eine ASE-Unterdrückung von besser 40 dB ab.

phisches Volumengitter, engl. *Volume Holographic Grating (VHG)*, wodurch in jedem Betriebszustand die Emission bei 976 nm gewährleistet ist. Zu diesem Zeitpunkt war der Faraday-Isolator zwischen der Verstärkerfaser und der Transferfaser noch nicht verbaut, weshalb aus dem damals noch kommerziellen Hauptoszillator hier eine zu verstärkende Eingangsleistung von 105 mW zur Verfügung stand. Bei einer Fasertemperatur von 212 K konnte so eine maximale Ausgangsleistung von $(6,650 \pm 0,049)$ W bei einer ASE-Unterdrückung von über 40 dB erzielt werden, siehe Abbildung 4.5. Ähnlich wie in Abbildung 4.4 sind auch hier die spontanen Übergänge nach *j*, *k* und *l* deutlich zu erkennen. Dieses Ergebnis zeigt, dass auch bei moderaten Temperaturen deutlich oberhalb der Temperatur von flüssigem Stickstoff eine sehr effiziente Verstärkung von Licht bei 1014,7 nm ohne die Gefahr von Laseraktivität der spontanen Emission möglich ist.

Zur näheren Untersuchung des Systems wurden Kennlinien des Faserverstärkers unter Verwendung verschieden starker Eingangsleistungen bei einer Betriebstemperatur von 212 K aufgenommen, siehe dazu Abbildung 4.6. Im Vergleich zur Messung aus Abbildung 4.5 wurde zum Schutz des ECDLs der Faraday-Isolator zwischen Transferfaser und Verstärkerfaser zwischenzeitlich eingebaut, weshalb für diese Messungen nur noch eine leicht reduzierte maximale Eingangsleistung zur Verfügung stand.

Es wurden Kennlinien bei Eingangsleistungen von 25 mW, 50 mW, 75 mW und 86 mW aufgenommen und durch Anpassungen linearer Funktionen die Messreihen ausgewertet. Hierbei ergaben sich differentielle Wirkungsquerschnitte von $(32,9 \pm 0,4)$ %, $(35,1 \pm 0,3)$ %, $(36,6 \pm 0,3)$ % und $(37,0 \pm 0,2)$ %. Bei dem in [73] präsentierten flüssigstickstoffbasierten Verstärkersystem wurden ähnliche Messungen vorgenommen, wobei Eingangsleistungen von 25 mW bis 350 mW zur Verfügung standen und sich Wirkungsquerschnitte von 37,0 % bis 41,1 % ergaben. Bei dem in [74] präsentierten System mit relativ kurzer ungekühlter Faser wurden ebenso Kennlinien mit verschiedenen Eingangsleistungen, hier von 30 mW, 60 mW und 100 mW, aufgenommen. Es ergaben sich dem entsprechend Wirkungsquerschnitte von 15,0 %, 17,2 % und 18,0 %. In Abbildung 4.7 sind diese Werte graphisch zusammengefasst.

4. Der Leistungsverstärker

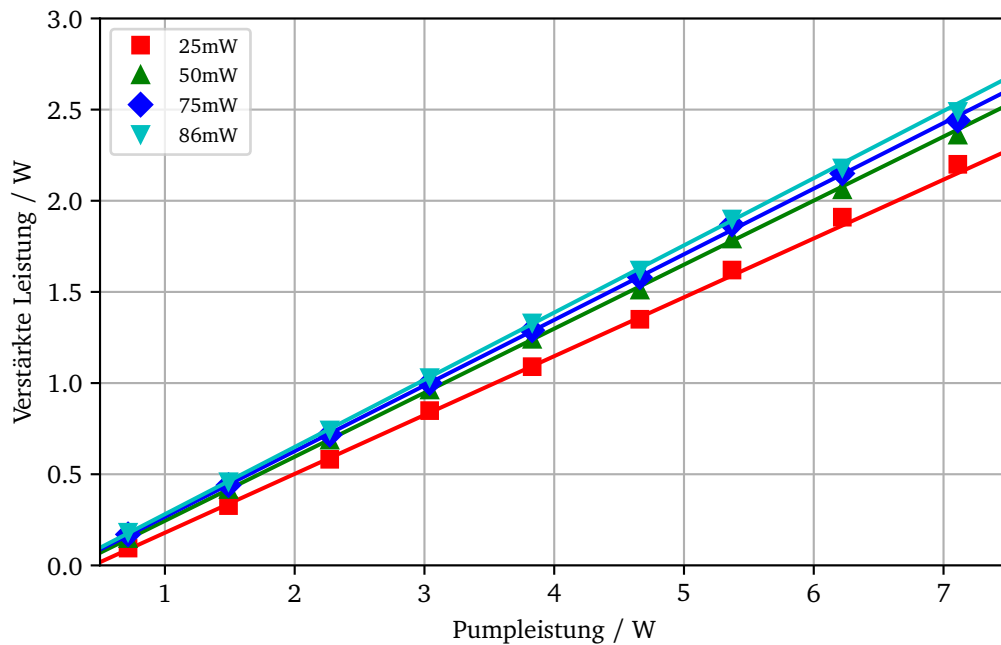


Abbildung 4.6.: Kennlinien des Faserverstärkers bei 213 K unter Verwendung verschiedener Eingangsleistungen. Der Übersicht halber sind nur Messwerte und lineare Anpassungen im Bereich von Pumpleistung zwischen 1 W bis 7,5 W dargestellt.

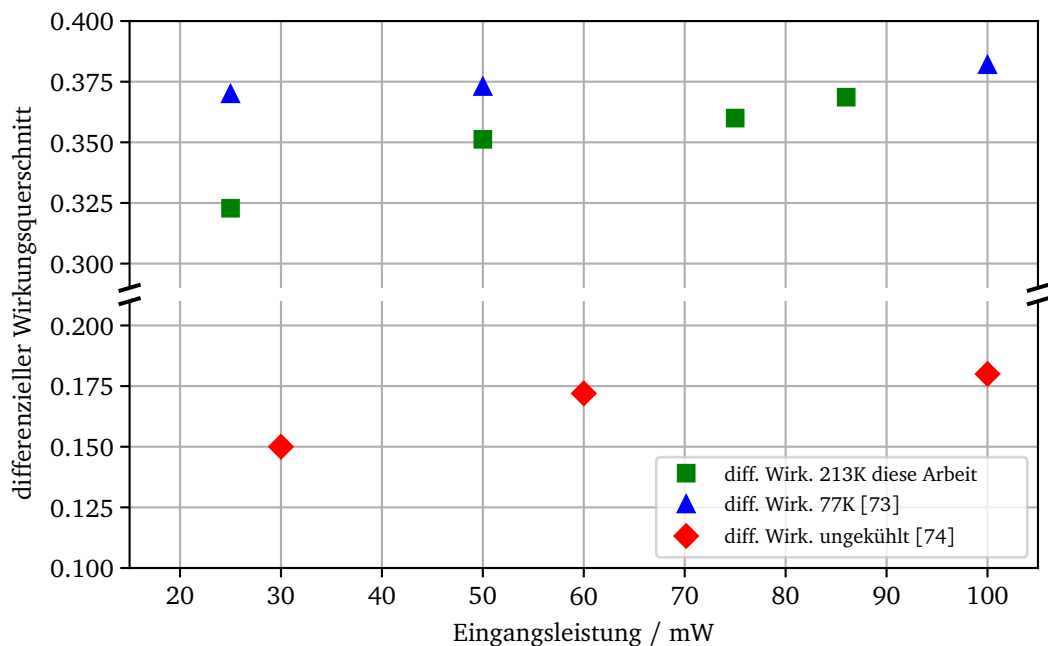


Abbildung 4.7.: Vergleich des kryogenen Systems aus [73], des ungekühlten Systems aus [74] und des entwickelten nicht kryogenen Systems bezüglich des erzielten differentiellen Wirkungsquerschnitts bei verschiedenen Eingangsleistungen.

Parallel zur Messung der verstärkten Leistung wurde auch hier wieder das emittierte Spektrum aufgenommen, um die Entwicklung der spontanen Emission zu überwachen. Es konnten bei allen vier Eingangsleistungen unabhängig der Pumpleistung keine unkontrollierten Laseraktivitäten der ASE beobachtet werden. Vielmehr blieb der Spitzenwert der ASE im Falle maximaler Pumpleistung mit Abständen von 51,2 dB, 51,9 dB, 52,4 dB und 52,8 dB deutlich unterdrückt. Diese Werte sind erheblich größer als die in [73] mit flüssigem Stickstoff erzielten >20 dB sowie die in [74] erreichte Unterdrückung von 24 dB.

Bei dem System mit der Kühlung durch flüssigen Stickstoff scheint der Einfluss der Eingangsleistung auf den erreichte Wirkungsquerschnitt nur sehr gering zu sein. Im Vergleich dazu zeigen das hier vorgestellte System sowie das ungekühlte System aus [74] für den Fall geringerer Eingangsleistungen jeweils ein deutliches Einbrechen des Wirkungsquerschnitts. Dieser Gemeinsamkeit gegenüber steht der erhebliche Unterschied im maximal erreichten differentiellen Wirkungsquerschnitt. Dieser ist beim hier präsentierten System mit dem flüssigstickstoffbasierten System vergleichbar, während das ungekühlte System maximal eine halb so hohe optisch zu optische Effizienz erreicht. Der größte Unterschied zwischen den drei Systemen zeigt sich jedoch beim Vergleich der ASE Unterdrückung. Während die Systeme aus [73] und [74] aufgrund ihrer starken spontanen Emission eine anschließende Filterung des verstärkten Lichts benötigen, kann bei dem hier präsentierten System auf diese Maßnahme verzichtet werden.

Ergänzend zu den Kennlinien und der Unterdrückung der ASE wurde auch die Leistungs- und Polarisationsstabilität untersucht, wobei über eine Stunde die Leistung hinter dem Faraday-Isolator gemessen wurde, siehe Abbildung 4.3. Es ergab sich über diesen Zeitraum eine Spitze-zu-Spitze-Stabilität von 3,5 % sowie eine relative Standardabweichung von 0,6 %. Während des gesamten Betriebs konnte keine anhaltende zeitliche Änderung der Leistung beobachtet werden. Die Fluktuationen in der Leistung konnten auf die Leistungsstabilität des verwendeten Pumplasers zurückgeführt werden.

4.6. Betrieb bei Raumtemperatur

Da für eine gute Reproduzierbarkeit eines ultrakalten Atomensembles die Stabilität der Leistung der zum Kühlen und Fangen verwendeten Strahlen von hoher Bedeutung sind, ebenso wie für eine stabile Frequenzverdopplung, wurde entschieden, den zuvor verwendeten Pumplaser gegen einen neuen auszutauschen. Der neue Pumplaser basiert auf einem Laserdiodenbarren⁴³, der ebenso wie der Vorgänger über ein *VHG* in seiner Emissionswellenlänge stabilisiert ist und dessen Leistung von bis zu 14 W direkt in eine Faser eingekoppelt wird. Diese verfügt über einen Kerndurchmesser von $105\text{ }\mu\text{m}$, wodurch sich im Vergleich zu den $200\text{ }\mu\text{m}$ des Vorgängers, die Einkopplung des Pumplichts in die Verstärkerfaser deutlich vereinfacht. Die neue Laserdiode arbeitet bei einem deutlich geringerem Maximalstrom von 9 A im Vergleich zu den bisherigen 50 A, weshalb eine neue Steuerung für sie aufgebaut wurde. Die Steuerung, die auf einem kommerziellen Stromtreiber⁴⁴ sowie einer kommerziellen Temperatursteuerung⁴⁵ basiert, wurde zusammen mit der notwendigen Stromversorgung und externen Bedienelementen in ein Gehäuse eingebaut. Die Temperatur des Pumplasers wird mittels eines Peltier-Elements⁴⁶ stabilisiert und die dabei anfallende Abwärme über ein Hohlrippen-Lüfteraggregat⁴⁷ abgeführt. Die Platine zur Ansteuerung der Temperatursteuerung und des Stromtreibers sowie zur Anzeige der Betriebsparameter basierend auf

⁴³Photon Tec Berlin GmbH M976 \pm 0.5-14-F105/22-T4S

⁴⁴Wavelength Electronics PLD10000

⁴⁵Wavelength Electronics PTC5000

⁴⁶Ferrotec GmbH 9501/127/040 B

⁴⁷Fischer Elektronik GmbH & Co. KG LA 17 150 230

4. Der Leistungsverstärker

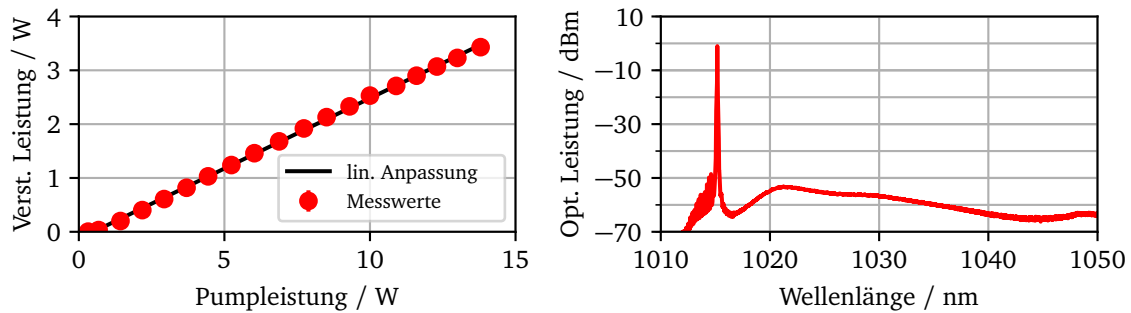


Abbildung 4.8.: Kennlinie und optisches Spektrum des Faserverstärkers bei einer Temperatur von 297 K, einer Faserlänge von (108.0 ± 0.5) cm und einer Eingangsleistung von 20 mW. Aus der ebenfalls eingezeichneten linearen Anpassung ergibt sich eine optisch zu optische Effizienz von $(26,1 \pm 0,2)$ %. Auf Fehlerbalken wurde in dieser Darstellung verzichtet, da die Messabweichungen über 1 min unter 0,5 % lagen. Das Spektrum wurde bei einer Pumpleistung von 13,8 W und einer Ausgangsleistung von $(3,430 \pm 0,005)$ W aufgenommen, wobei auch hier eine ASE-Unterdrückung von besser 52 dB deutlich wird.

einem Mikrokontroller⁴⁸, ebenso wie das entsprechende Programm wurden von *Daniel Kiefer* im Rahmen seiner Master-Thesis entwickelt und dem Autor zur Verfügung gestellt.

Im Rahmen des Umbaus des Pumpasers und des weiteren Aufbaus des Lasersystems kam es zu einer Beschädigung der Verstärkerfaser. In Folge der anschließenden Reparatur wurde die Faser auf eine Länge von 107 cm gekürzt, dies führt zu einer Reduktion des ungekühlten Teils am hinteren Ende der Verstärkerfaser.

Des Weiteren wurde der Hauptoszillator getauscht, da mit dem neu entwickelten interferenzfilterstabilisierten ECDL in Verbindung mit der überarbeiteten Stromsteuerung eine höhere spektrale Reinheit des zu verstärkenden Lichts zur Verfügung stand. Durch den Tausch steht jedoch nur noch eine Eingangsleistung von 20 mW zur Verfügung.

Mit den Modifikationen des Systems wurde eine neue Kennlinie aufgenommen, siehe Abbildung 4.8, wobei die Faserkühlung abgeschaltet blieb. Es konnte eine maximale Ausgangsleistung von $(3,430 \pm 0,005)$ W erzielt werden, wobei die ASE-Unterdrückung bei 52 dB bei einer Pumpleistung von 13,8 W lag. Der differentielle Wirkungsquerschnitt konnte zu $(26,1 \pm 0,2)$ % ermittelt werden. Durch den neuen Pumpaser konnte die Leistungsstabilität des Faserverstärkers gemessen über eine Stunde auf eine Spitze-zu-Spitze-Stabilität von 1,69 % und einer relativen Standardabweichung von 0,3 % verbessert werden. Trotz der Reduktion der zur Verfügung stehenden Leistung stellt das System eine zuverlässige Ausgangsbasis für den Betrieb einer Magneto-Optischen Falle dar. Die erzeugte Leistung wird dazu durch die im folgenden Kapitel beschriebenen Stufen ins ultraviolette konvertiert.

⁴⁸Arduino™Micro

5. Die Frequenzverdopplungen

Durch den im vorigen Kapitel beschriebenen Faserverstärker wird ausreichend Leistung zur Verfügung gestellt, um eine effiziente Frequenzverdopplung durchführen zu können. Diese wird im folgenden vorgestellt.

Zunächst wird im Abschnitt 5.1 kurz auf die Grundlagen der nicht-linearen Frequenzverdopplung eingegangen. In den anschließenden Abschnitten 5.2 und 5.3 werden die zwei Verdopplungsstufen mit ihrem jeweiligen Aufbau und ihrer Charakterisierung vorgestellt. Abschließend wird in Abschnitt 5.4 die Aufteilung des erzeugten Lichts bei 253,7 nm erläutert, bevor in den nächsten Kapiteln auf die Verwendung des Lichts eingegangen wird.

5.1. Grundlagen der nichtlinearen Frequenzverdopplung

Allgemein basiert die nichtlineare Optik auf den nicht verschwindenden höheren Ordnungen der Suszeptibilität $\chi^{(n)}$ für $n \geq 2$ eines dielektrischen Mediums bei der Wechselwirkung mit einer elektromagnetischen Welle $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$ und der daraus resultierenden dielektrischen Polarisation

$$\vec{P}(E) = \epsilon_0(\chi^{(1)}\vec{E} + \chi^{(2)}\vec{E}^2 + \chi^{(3)}\vec{E}^3 + \dots). \quad (5.1)$$

Bei der Betrachtung der nichtlinearen Polarisation zweiter Ordnung

$$\vec{P}^{(2)} = 2\epsilon_0\chi^{(2)}(\vec{E}^2 + E^2 \cos(2\omega t)), \quad (5.2)$$

hier für den Fall der Frequenzverdopplung, tritt zum einen ein frequenzunabhängiger Term auf, die so genannte *optische Gleichrichtung*, und zum anderen ein Term, der von der doppelten Frequenz abhängig ist, die harmonische elektromagnetische Welle. Aus dem Zusammenhang der harmonischen Welle \vec{E}' und der fundamentalen Welle \vec{E} folgt für die Intensität des Lasersystems bei zweifacher Frequenzverdopplung entsprechend

$$I_{UV}(2 \times 2 \times \omega) \propto I_{VIS}^2(2 \times \omega) \propto I_{IR}^4(\omega). \quad (5.3)$$

Die Notwendigkeit der Leistungsverstärkung durch den zuvor beschriebenen Faserverstärker für eine möglichst effiziente Frequenzverdopplung und eine ausreichende Leistung im Ultravioletten wird durch den Bezug zwischen der fundamentalen Leistung I_{IR} bei 1014,7 nm und der zweifachen harmonischen Leistung I_{UV} bei 253,7 nm in Formel 5.3 deutlich.

Um das frequenzverdoppelte Licht auch nutzen zu können, ist es nötig dafür zu sorgen, dass die einzelnen erzeugten harmonischen Photonen, die über den gesamten Durchlauf durch den nichtlinearen Kristall erzeugt werden, auch konstruktiv miteinander interferieren können. Die Voraussetzung dafür ist, dass sich alle Teilwellen, die über die Kristalllänge entstehen, zu einander in Phase befinden. Das setzt wiederum voraus, dass die erzeugende Grundwelle sowie die erzeugte Oberwelle die gleiche Phasengeschwindigkeit und dementsprechend auch den selben Brechungsindex erfahren müssen. Dies wird durch die Phasenan-

5. Die Frequenzverdopplungen

passungsbedingung $k(2\omega) = 2k(\omega)$ ausgedrückt und ist ein Resultat der Impulserhaltung der beteiligten Photonen.

Die Phasenanpassungsbedingung wird meist auf zwei Wegen erreicht, wobei der Kristallwinkel Θ zwischen Poynting-Vektor der fundamentalen Welle und der optischen Achse des Kristalls entscheidend ist. Dieser Winkel kann zum einen so gewählt werden, dass durch Doppelbrechung der Brechungsindex beider Wellen übereinstimmt. Dieses Verfahren wird als *kritische Phasenanpassung* bezeichnet. Alternativ kann bei manchen Kristallen dieser Winkel auch 90° betragen und die Temperatur des Kristalls so eingestellt werden, dass ordentlicher und außerordentlicher Brechungsindex entsprechend für die fundamentale und die harmonische Wellenlänge gleich sind. Dies wird als *nicht kritische Phasenanpassung* bezeichnet. Des weiteren wird bei der Frequenzverdopplung zwischen Typ I und Typ II Prozessen unterschieden. Im Fall des Typ I Prozess werden zwei fundamentale Photonen gleicher Polarisation zu einem harmonischen Photon konvertiert, das senkrecht zu ihnen polarisiert ist. Beispielsweise werden zwei ordentlich polarisierte Photonen zu einem außerordentlich polarisierten Photon. Beim Typ II Prozess konvertieren ein ordentliches und ein außerordentliches Photon zu einem harmonischen Photon, welches sowohl ordentlich wie auch außerordentlich polarisiert sein kann.

Typische Materialien für die Frequenzverdopplung mit einer entsprechend hohen Suszeptibilität zweiter Ordnung und der Möglichkeit Phasenanpassung zu erreichen, sind für die Verdopplung aus dem Infrarot ins Sichtbare, zum Beispiel Lithium Triborat Kristalle (LiB_3O_5 abgekürzt LBO) oder, für die Verdopplung aus dem Sichtbaren ins Ultraviolette, Beta-Barium Borat ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ abgekürzt BBO). Auf die Einzelheiten der Kristalle wird an entsprechender Stelle in den Abschnitten eingegangen.

Charakteristisch für den Konversionsprozess in den entsprechenden nichtlinearen Kristallen ist der d_{eff} -Wert. Dieser ist bei LBO mit $0,85 \text{ pm/V}$ relativ gering. Jedoch liegt die Zerstörschwelle mit 10 GW/cm^2 bei 10 ns Pulsen bei 1064 nm relativ hoch, was ihn für die Verwendung in Überhöhungsresonatoren mit hoher Eingangsleistung besonders attraktiv macht. Im Gegensatz dazu besitzt BBO ein großes d_{eff} von $1,67 \text{ pm/V}$, jedoch eine deutlich geringere Zerstörschwelle von $0,3 \text{ GW/cm}^2$ bei 10 ns Pulsen bei 1064 nm .

Diese Zusammenfassung basiert auf [77, 78], worauf auch für detaillierte Ausführungen inklusive Herleitungen der entsprechenden Formeln verwiesen wird. Die Werte für die verwendeten Kristalle wurden mit der Software *SNLO*⁴⁹ berechnet.

⁴⁹ AS Photonics SNLO

5.2. Erste Frequenzverdopplungsstufe

Bei der ersten Frequenzverdopplungsstufe handelt es sich um einen Überhöhungsresonator in Doppel-Z-Konfiguration (engl. *bow-tie cavity*). In dessen Fokus wurde zur Frequenzkonversion ein thermisch stabiler LBO-Kristall eingebracht. Der Aufbau wird im folgenden beschrieben und die Charakterisierung vorgestellt.

5.2.1. Aufbau, Geometrie und Gehäuse des Überhöhungsresonator

Die Geometrie des Resonators selbst basiert auf den optischen Parametern aus [27], deren Bestimmung in der Diplomarbeit von *Martin Scheid* [79] detailliert beschrieben ist. In dieser Arbeit wurde ein System zur *Frequenzvervierfachung eines Yb:YAG-Scheibenlasers* entwickelt. Der Scheibenlaser stellte eine Alternative zu dem MOPA-System aus den Kapiteln 3 und 4 dar. Er lieferte eine vergleichbare Leistung bei der fundamentalen Wellenlänge, wodurch von der Erzeugung einer Leistung von 750 mW bei 253,7 nm über einen längeren Zeitraum berichtet werden konnte. Dabei wurde für den verwendeten LBO-Kristall, in dem der nicht kritische Typ I Prozess stattfand, eine Länge von 15 mm und ein runder Strahldurchmesser im Kristall von $30\text{ }\mu\text{m}$ gewählt. Der zur Leistungsüberhöhung genutzte Doppel-Z-Resonator hatte einen Faltungswinkel von 10° sowie eine Länge des kollimierten Armes von 562 mm und eine Länge des fokussierten Armes von 86 mm. Die zwei konkaven Spiegel vor und hinter dem Kristall hatten jeweils einen Krümmungsradius von -75 mm . Für den Einkoppelspiegel wurde in [27] eine Reflektivität von 96 % gewählt, mit dieser Anordnung konnte eine Konversionseffizienz von 62,0 % erreicht werden.

Für den im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Überhöhungsresonator wurde diese Geometrie übernommen und ein LBO-Kristall⁵⁰ mit den Abmessungen $(4 \times 4 \times 15)\text{ mm}^3$ verwendet. Der Kristall ist in den Winkeln $\theta = 90,0^\circ$ und $\phi = 0,0^\circ$ geschnitten und die parallel liegenden Ein- und Ausgangsfacetten sind mit einer Antireflexbeschichtung für 1014,7 nm und 507,4 nm versehen. Zur Regelung der Temperatur des Kristalls wurde ein Ofen aus Neusilber konstruiert, der zur Isolierung in einer zweigeteilten PTFE-Kammer hängt. Der obere Teil lässt sich nach dem Lösen von vier Schrauben inklusive des Ofens mit Kristall einfach herausnehmen, der Kristall tauschen und anschließend wieder einbauen. Nach dem Wiedereinbau ist der Resonator auch ohne Nachjustage wieder betriebsbereit. Die Temperatur des Ofens wird über einen kommerziellen Regler⁵¹ stabilisiert. Dieser steuert über eine Heizpatrone die Temperatur des Ofens, in dem als Temperatursensor ein PT100 Platinmesswiderstand verbaut ist.

Der gesamte Resonator ist auf einer Platte aus Aluminium realisiert, auf deren Oberfläche die Spiegelhalter⁵² und die zur Stabilisierung und zur Überwachung verwendeten Photodioden befestigt sind. Das Gehäuse des Resonators wird durch vier Wandteile und einen Deckel aus jeweils 5 mm starken Aluminiumplatten geschlossen. In Abbildung 5.1 ist ein gerendertes Modell des ersten Überhöhungsresonator dargestellt, hierbei sind Deckel sowie das eingangsseitige Wandteil und ein Seitenteil ausgeblendet. Mittels einer CNC-Fräse wurden Absenkungen für die Spiegelhalter inklusive Befestigungsbohrungen in die Oberfläche der Bodenplatte eingebracht. Dies gewährleistet zum einen eine Strahlhöhe von 75 mm und zum anderen ist die jeweils nach außen gerichtete Kante als Anschlag für die Spiegelhalter ausgelegt. Dadurch reduziert sich der Justageaufwand bezüglich der Abstände und der Winkel der Spiegel deutlich.

⁵⁰Castech Inc.

⁵²Thorlabs Inc. KS05/M

⁵¹Eurotherm by Schneider Electric Systems Germany GmbH Modell 2604

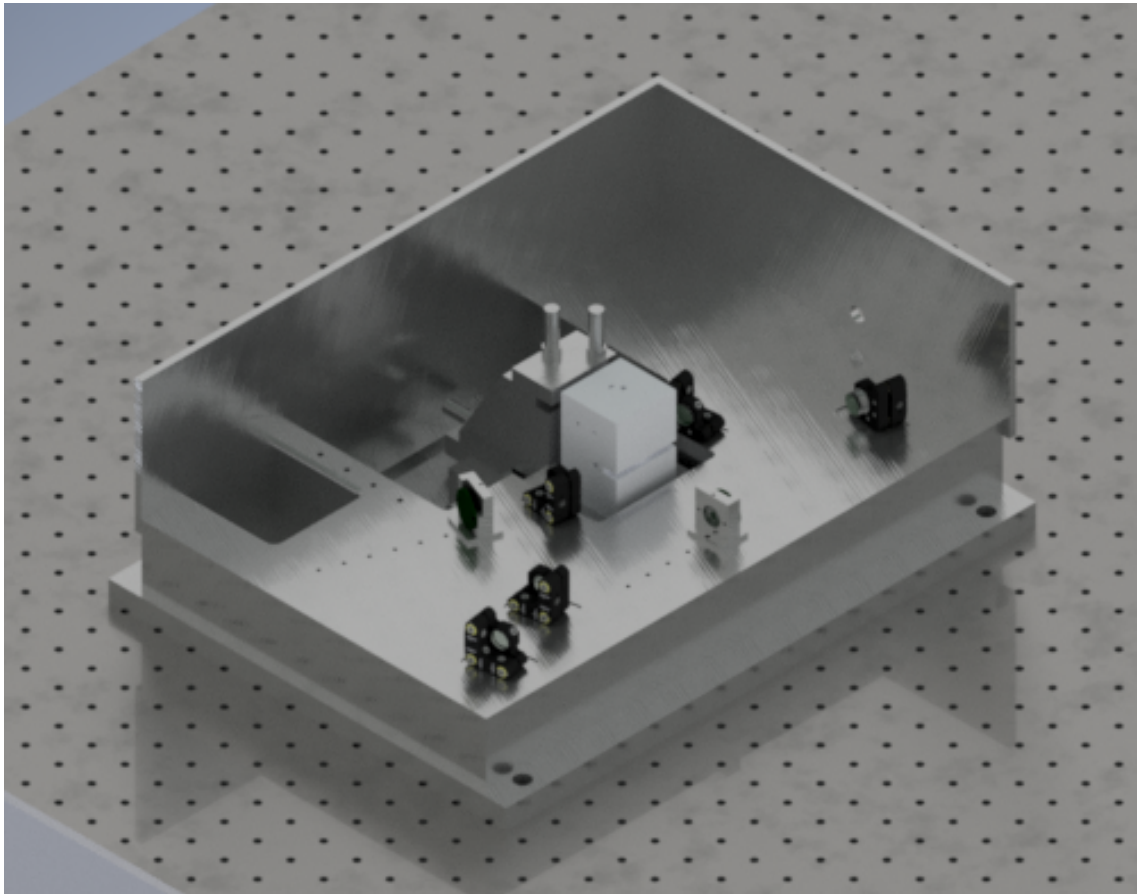


Abbildung 5.1.: Gerendertes Modell des Überhöhungsresonators der ersten Frequenzverdopplungsstufe. Auf der Aluminiumplatte sind die Spiegelhalter sowie die Befestigungen für die Photodioden montiert. Der Ofen mit seiner Isolierung aus PTFE ist mittig auf einem 5-Achsen Verschiebetisch positioniert.

Das Licht gelangt über ein Fenster⁵³ am eingangsseitigen Wandteil in das Gehäuse und fällt anschließend auf den Einkoppelspiegel⁵⁴, der eine Reflektivität von 97,5 % besitzt und auf der Rückseite eine Antireflexbeschichtung hat. Der am Einkoppelspiegel reflektierte Teil des Lichts fällt auf einen Strahlteiler⁵⁵, der einen Teil wiederum auf eine Photodiode für die PDH-Stabilisierung leitet. Auf Grund der immer noch hohen Leistung ist vor der Photodiode ein optischer Abschwächer⁵⁶ verbaut. Der restliche Teil des Lichts fällt in eine Strahlfalle.

Nach der Transmission durch den Einkoppelspiegel fällt das Licht auf einen Umlenkspiegel, der an einem Piezo-Aktor⁵⁷ befestigt ist. Der Piezo-Aktor dient als Stellglied für den Regelkreis des Resonators nach der PDH-Methode, siehe Abschnitt 2.2. Durch die Montage des 0,5 g schweren Umlenkspiegels am Piezo-Aktor, mit einer effektiven Masse von 1,42 g und einer Steifigkeit von $90 \text{ N}/\mu\text{m}$, ergibt sich eine Reduktion der Resonanzfrequenz von 40 kHz auf 34,4 kHz. Die Berechnungen basieren auf Kapitel 5 der *Piezofibel* von *piezosystem Jena GmbH* [80]. Dies wurde bei der Auslegung des Tiefpasses der Endstufe des PID-Reglers berücksichtigt. Sie verfügt über eine Grenzfrequenz von 15,9 kHz. Der Umlenkspiegel wirft das Licht auf den fokussierenden ersten konkaven Spiegel, der den Strahl im Kristall bündelt. Anschließend an den Kristall wird das fundamentale Licht vom zweiten konkaven Spiegel wieder kollimiert und zurück auf den Einkoppelspiegel gelenkt, wodurch der Resonator geschlossen ist. Sowohl die konkaven Spiegel wie auch der Umlenkspiegel sind hoch reflektierend für 1014,7 nm und entspiegelt für 507 nm. Nachdem das harmonische Licht durch den zweiten konkaven Spiegel ausgekoppelt wurde, durchläuft es eine Linse⁵⁸ mit einer Brennweite von 100 mm, bevor es durch ein Fenster⁵⁹ das Gehäuse verlässt. Zusätzlich zur Photodiode für die PDH-Stabilisierung nimmt eine weitere Photodiode Lecklicht hinter dem ersten konkaven Spiegel auf. Beide Photodioden sind mit einfachen Transimpedanzverstärkerschaltungen basierend auf der *OneEuro-Platine* von *TEM-Messtechnik GmbH* versehen. Deren Bestückung wurde entsprechend der jeweils zu erwartenden Leistung sowie der jeweils notwendigen Geschwindigkeit mit dem *Photodiode Circuit Design Wizard* von *Analog Devices Inc.* berechnet [81].

Zur optimalen Einkoppelung des Lichts aus dem Faserverstärker in den Überhöhungsresonator wurde der Strahlengang mit Hilfe von ABCD-Matrizen im Rahmen der Gaußschen Strahlenoptik simuliert. Hierbei ergab sich für die Auskoppellinse des Faserverstärkers eine leicht divergente Einstellung. Die Auskoppellinse bildet gemeinsam mit zwei Linsen hinter dem Faraday-Isolator, mit je einer Brennweite von 500 mm und 1000 mm, den Brennpunkt der Facette der Verstärkerfaser auf den Brennpunkt des kollimierten Armes des Resonators ab. Auf diese Weise konnte eine Einkoppeleffizienz von über 90 % erzielt werden.

⁵³Thorlabs Inc. WW11050-C13

⁵⁴Layertec GmbH 101582

⁵⁵Thorlabs Inc. BSF05-B

⁵⁶Thorlabs Inc. NE510B-B

⁵⁷piezosystem Jena GmbH PA 8/12

⁵⁸Thorlabs Inc. LA1509-A

⁵⁹Thorlabs Inc. WW11050-C7

5. Die Frequenzverdopplungen

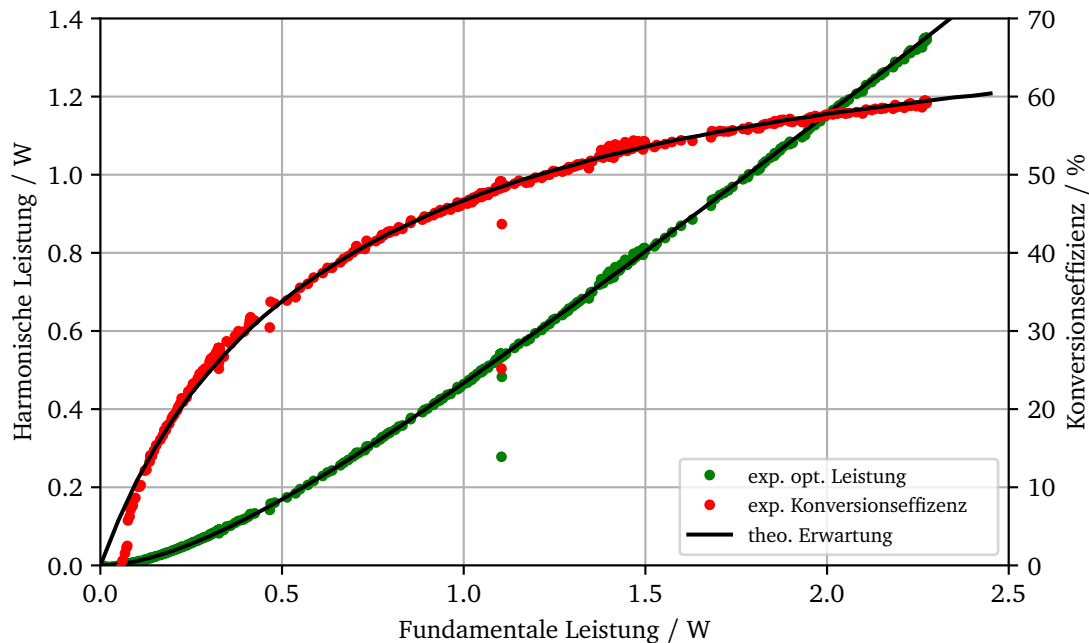


Abbildung 5.2.: Kennlinie der ersten Frequenzverdopplungsstufe. Aufgrund der geringen Abweichungen von unter 0,5 % wurde auf die Darstellung von Fehlerbalken verzichtet.

5.2.2. Charakterisierung

Aus den angegebenen Reflektivitäten der Spiegel und des Kristalls ergibt sich eine theoretische Reflexionsfinesse des Resonators von 232,55. Der experimentell erreichte Wert liegt mit $181,70 \pm 0,33$ deutlich darunter. Dies ist neben Oberflächenungenauigkeiten und Dejustierung im wesentlichen auf die thermische Änderung der Reflektivität des Kristalls zurückzuführen. Ursächlich dafür ist, dass die vom Hersteller angegebenen Werte des Kristalls bei Umgebungstemperatur bestimmt wurden und die Reflektivität sich bei der wesentlich höheren Phasenanstimmungstemperatur erhöht. Aus den Armlängen des Resonators, siehe 5.2.1, ergibt sich ein freier Spektralbereich von 463 MHz. Zusammen mit der experimentell bestimmten Finesse lässt sich die spektrale Auflösung des Resonators zu 2,55 MHz bestimmen. Um möglichst wenig Intensitätsrauschen der harmonischen Leistung zu gewährleisten, sollte das Verhältnis zwischen spektraler Auflösung und der Linienbreite des einfallenden fundamentalen Lichts möglichst groß sein. Als Richtwert soll hier ein Verhältnis von 100:1 dienen. Hieraus ergibt sich eine obere Grenze für die Breite des fundamentalen Lichts von ca. 25 kHz auf einer Zeitskala oberhalb der Regelbandbreite der Stabilisierung des Überhöhungsresonators.

In Abbildung 5.2 ist die harmonische Leistung sowie die resultierende Konversionseffizienz über der einfallenden fundamentalen Leistung aufgetragen. Hierfür wurden mittels zweier Leistungsmessgeräte⁶⁰ ⁶¹ beide Leistungen parallel indirekt bzw. direkt erfasst. Die Phasenanstimmungstemperatur belief sich auf 205,60 °C. So konnte eine maximale harmonische Leistung von 1,35 W bei einer fundamentalen

⁶⁰Thorlabs Inc. PM160

⁶¹Thorlabs Inc. PM160T

Leistung von 2,27 W erreicht werden. Es ergibt sich daraus eine maximale Konversionseffizienz von 59,5 %. Ergänzend zur Messung sind auch die Ergebnisse eines theoretischen Modells dargestellt. Dieses basiert auf [82] und [83]. Mit linearen Verlusten von 1,25 %, ergibt sich eine gute Übereinstimmung von Modell und gemessenen Werten.

Zur Beurteilung der Stabilität der Frequenzverdopplung wurde während der Experimente an kalten Atomen über 55 Minuten die erzeugte harmonische Leistung anhand von Lecklicht eines Spiegels mit einem schnellen Leistungsmessgerät⁶⁰ aufgezeichnet. Im unteren Teil von Abbildung 5.3 ist der zeitliche Verlauf der Leistung dargestellt, während im oberen Teil ein Histogramm der Messung gezeigt ist. Durch die Anpassung einer Normalverteilung an das Histogramm konnte der Mittelwert zu 771 mW und die relative Standardabweichung zu 0,47 % bestimmt werden. Im nächsten Schritt kann das erzeugte grüne Licht ins ultraviolette konvertiert werden.

5.3. Zweite Frequenzverdopplungsstufe

Ähnlich wie im Fall der ersten Frequenzverdopplungsstufe wird auch für die Zweite ein Überhöhungsresonator in Doppel-Z-Konfiguration verwendet. Im Fokus seines kollimierten Arms ist ein BBO-Kristall verbaut. Der Aufbau wird im folgenden beschrieben und die Charakterisierung vorgestellt.

5.3.1. Aufbau, Geometrie und Gehäuse des Überhöhungsresonators

Die Geometrie der zweiten Frequenzverdopplungsstufe basiert ebenso wie die der ersten auf den optischen Parametern aus der Diplomarbeit von *Martin Scheid* [79]. Der BBO-Kristall, in dem der kritische Typ I Prozess stattfindet, hat die Abmessungen $(3 \times 3 \times 11) \text{ mm}^3$ und ist im Winkel $\theta = 51,2^\circ$ geschnitten. Die Ein- beziehungsweise Ausgangsfacetten des Kristalls sind im Brewster-Winkel zur Achse des Kristalls angeordnet und daher unbeschichtet. Das Strahlprofil im Kristall ist elliptisch und hat einen tangentialen Durchmesser von $44 \mu\text{m}$ und einen sagitalen Durchmesser von $28 \mu\text{m}$. Der Kristall ist in einem Kupferblock gefasst, der über ein Peltier-Element⁶² auf eine Temperatur von 40°C stabilisiert wird, um der starken Hygroskopie von BBO Rechnung zutragen.

Der Doppel-Z-Resonator, in dem sich der Kristall befindet, wird von einem kollimierten Arm der Länge 676 mm und einem fokussierten Arm der Länge 85 mm gebildet, deren Faltungswinkel sich auf $12,8^\circ$ beläuft. Er ist in einem dem ersten Überhöhungsresonator vergleichbaren Gehäuse realisiert. Die Spiegelhalter sowie die Stabilisierungs- und Überwachungsphotodioden sind auf einer Platte aus Aluminium montiert, die wiederum durch vier Wandteile und einen Deckel einen geschlossenen Raum bildet. Das grüne Licht gelangt durch ein Fenster⁶³ in das Gehäuse und trifft dort auf den Einkoppelspiegel⁶⁴. Dieser hat eine Reflektivität von 98,5 %. Der reflektierte Teil des Lichts fällt auf einen Strahlteiler⁶⁵. Während der wesentliche Teil des Lichts transmittiert und so zu einer Strahlfalle gelangt, wird ein kleiner Teil auf eine Photodiode für die PDH-Stabilisierung gelenkt. Vor der Photodiode befindet sich ein Abschwächer⁶⁶. Das am Einkoppler transmittierte Licht gelangt anschließend zu einem Umlenkspiegel⁶⁷, der an einem Piezo-Aktor⁶⁸ befestigt ist. Dieser dient als Stellglied für die PDH-Stabilisierung. Die Berechnungen

⁶²Ferrotec GmbH 9501/031/030 B

⁶³Thorlabs Inc. WW11050-C7

⁶⁴Layertec GmbH 109594

⁶⁵Thorlabs Inc. BSF05-A

⁶⁶Thorlabs Inc. NE510B-A

⁶⁷Laser Components GmbH 3013896

⁶⁸piezosystem Jena GmbH PA 8/12

5. Die Frequenzverdopplungen

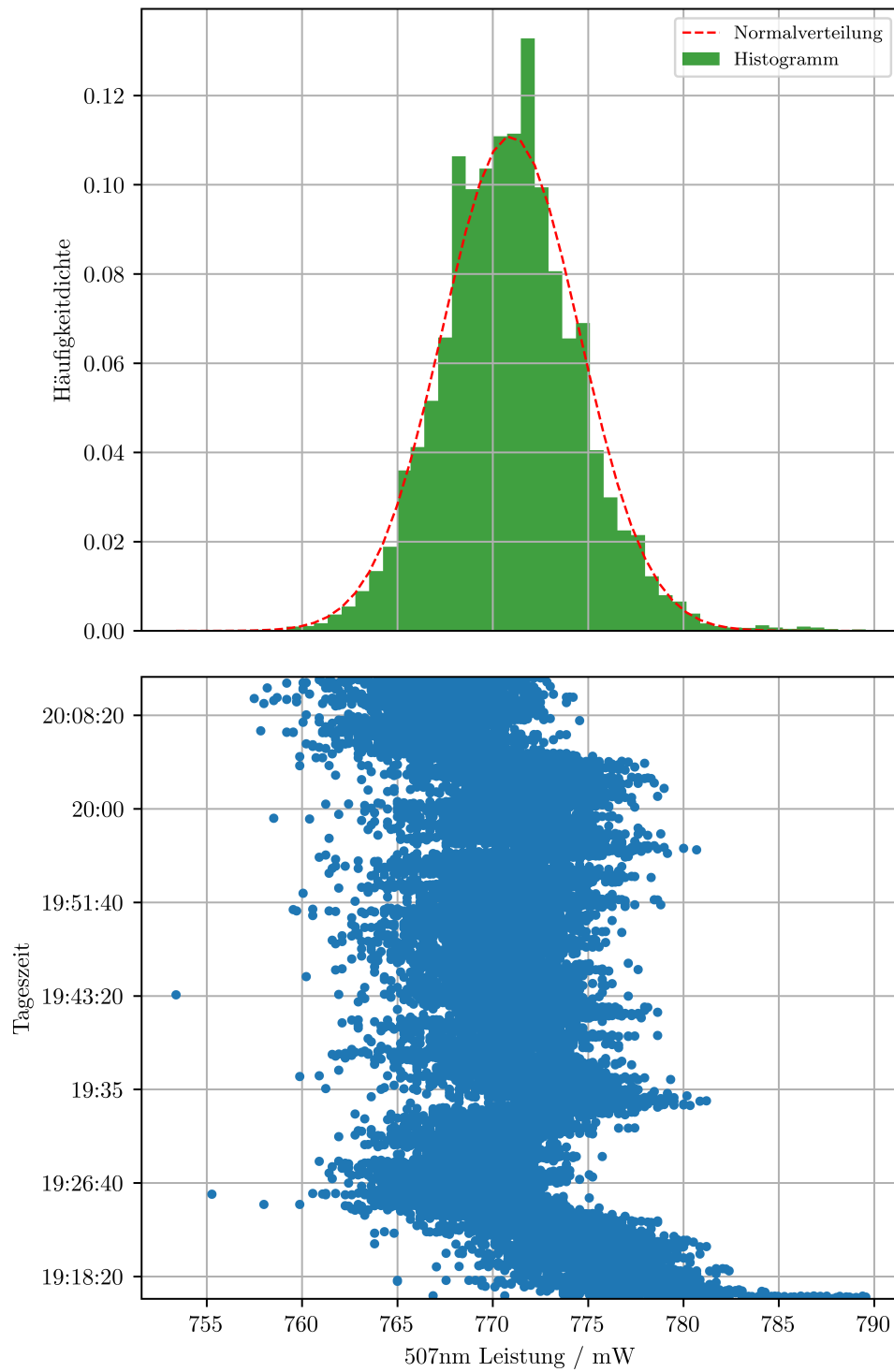


Abbildung 5.3.: Oben ist das Histogramm und unten der zeitliche Verlauf einer Leistungsmessung über einen Messzeitraum von 55 Minuten dargestellt. Das Histogramm wird um eine Normalverteilung ergänzt.

basieren auf Kapitel 5 der Piezofibel von *piezosystem Jena GmbH* [80]. Durch die Montage des 1,0 g schweren Umlenkspiegels am Piezo-Aktor, mit einer effektiven Masse von 1,42 g und einer Steifigkeit von $90 \text{ N}/\mu\text{m}$, ergibt sich eine Reduktion der Resonanzfrequenz des Aktors von 40 kHz auf 30,6 kHz. Dies wurde bei der Auslegung des Tiefpasses der Endstufe des PID-Reglers berücksichtigt. Sie verfügt über eine Grenzfrequenz von 10,6 kHz. Vom Umlenkspiegel gelangt das Licht auf den ersten der beiden konkaven Spiegel, der das Licht in den Kristall fokussiert. Nach dem Passieren des Kristalls wird das Licht durch den zweiten konkaven Spiegel wieder kollimiert und auf den Einkoppler zurückgeworfen. Die konkaven Spiegel⁶⁹ sind für das fundamentale grüne Licht hoch reflektierend und für das harmonische ultraviolette Licht entspiegelt. Das ultraviolette Licht transmittiert durch den zweiten konkaven Spiegel und wird kurz dahinter mit einer sphärischen Linse⁷⁰ kollimiert.

Auch für die zweite Verdopplungsstufe wurde die Einkopplung des grünen Lichts mittels ABCD-Matrizen im Rahmen der Gaußschen Strahlenoptik simuliert. Es konnte hier mittels einer einzelnen Linse mit einer Brennweite von 100 mm der Fokus des ersten Überhöhungsresonators direkt in den kollimierten Arm des zweiten Resonators abgebildet werden. Auch hierbei wurde eine Effizienz der Einkopplung von über 90 % erreicht.

Bevor das Licht den eigentlichen Leistungsüberhöhungsresonator erreicht, durchläuft es einen Elektro-Optischen-Modulator⁷¹. Der Modulator ist nötig, um dem grünen Licht die für das Pound-Drever-Hall Verfahren nötige Modulation aufzuprägen, siehe 2.2.

5.3.2. Charakterisierung

Durch den im Brewster-Winkel geschnittenen Kristall ergibt sich mit den Reflektivitäten der Spiegel eine theoretische Reflexionsfinesse von 258,3. In einer Messung konnte die experimentelle Finesse auf $255,03 \pm 0,31$ bestimmt werden, was für einen Resonator mit 6 Oberflächen eine sehr gute Übereinstimmung darstellt. Aus den Armlängen des Resonators, siehe 5.3.1, ergibt sich ein freier Spektralbereich von 394 MHz. Mit der experimentellen Finesse ergibt sich daraus eine spektrale Auflösung von 1,55 MHz. Mit dem in Abschnitt 5.2.2 eingeführten Verhältnis zwischen spektraler Auflösung und Linienbreite des fundamentalen Lichts von 100:1 ergibt sich für die Linienbreite des Lichtes bei 507,4 nm auf einer Zeitskala oberhalb der Regelbandbreite der Stabilisierung eine Anforderung von 15,5 kHz. Diese im Vergleich zur ersten Stufe nochmals höhere Auflösung stellte in Verbindung mit der durch die erste Frequenzverdopplung resultierenden spektralen Verbreiterung eine deutliche Herausforderung im Verlauf der Arbeit dar. Die Verbesserungen an der Stabilisierungselektronik wurden im wesentlichen hierdurch angetrieben.

In Abbildung 5.4 ist eine Messung der harmonischen Leistung sowie der resultierenden Konversionseffizienz über der einfallenden fundamentalen Leistung dargestellt. Hierbei wurde für jeden Messpunkt zunächst die fundamentale Leistung mit einem Messkopf⁷² eingestellt und anschließend mit dem selben Messkopf die Ausgangsleistung gemessen. Die Messung wurde kurz nach dem Einbau des neuen Kristalls durchgeführt. Es konnte eine maximale harmonische Leistung von 190 mW bei einer fundamentalen Leistung von 0,975 W gemessen werden. Dies entspricht einer Konversionseffizienz von 19,5 %. Nachdem der Kristall mehrere Tage in Betrieb gewesen ist und daher degradiert war, wurde nochmals eine Kennlinie aufgenommen. Hierbei konnte nur noch eine maximale harmonische Leistung von 134,6 mW bei einer maximalen fundamentalen Leistung von 1,15 W erzielt werden, entsprechend einer maximalen Konversionseffizienz von 12,25 %. Im Vergleich zu der in [27] erreichten maximalen Konversionseffizienz von

⁶⁹CVI Inc. AR1-0537-0-0.075CC

⁷⁰Thorlabs Inc. LA4600-UV

⁷¹Qubig GmbH EO-T20K3-VIS

⁷²Thorlabs Inc. PM160T

5. Die Frequenzverdopplungen

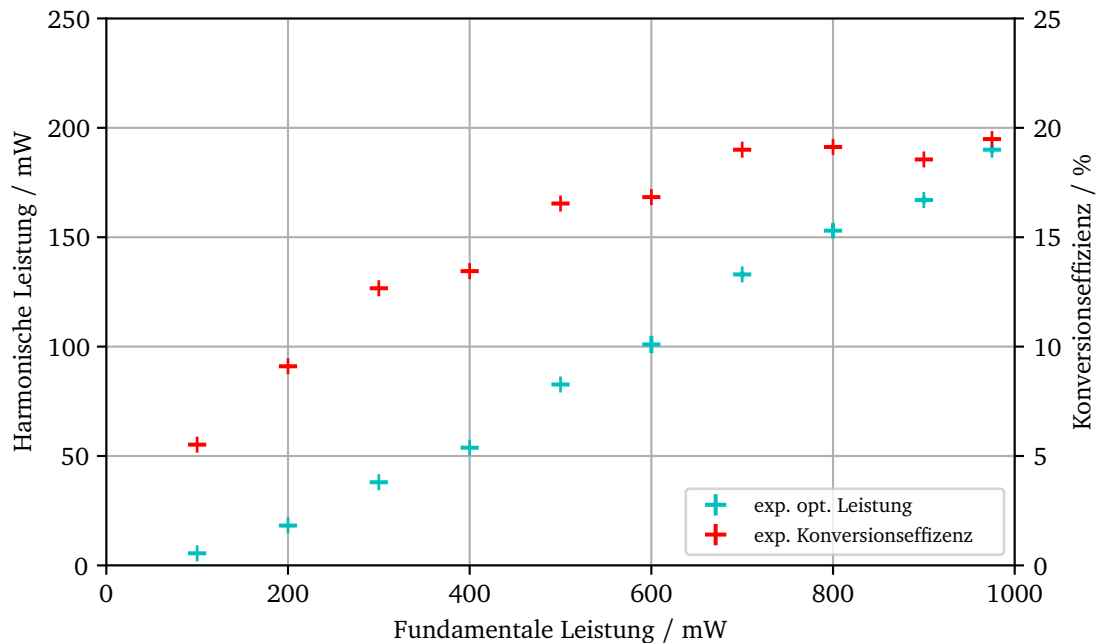


Abbildung 5.4.: Kennlinie der zweiten Frequenzverdopplungsstufe mit neuem Kristall.

40 % sind beide Ergebnisse trotz gleicher Geometrie deutlich geringer. Vermutet wird, dass die geringere Konversionseffizienz im wesentlichen auf eine geringere Qualität des Kristalls zurückzuführen ist. Laut Aussage eines Herstellers lassen sich Kristalle geringerer Qualität leichter in den benötigten Winkeln schleifen.

Zur Überprüfung der Intensitätsstabilität wurde eine Langzeitmessung über einen Zeitraum von 50 Minuten durchgeführt. Der zeitliche Verlauf der Intensität ist im unteren Teil von Abbildung 5.5 gezeigt. In Grün ist der gesamte Zeitraum dargestellt, während in Beige der Zeitraum der letzten 45 Minuten gezeigt ist. Die entsprechenden Histogramme zu den zwei Zeiträumen sind im oberen Teil der Abbildung dargestellt. Das grüne Histogramm zeigt im Gegensatz zum beigen Histogramm entsprechend des anfänglichen Drifts eine deutliche Asymmetrie. Durch die Anpassung einer Normalverteilung an die Histogramme lassen sich deren Standardabweichungen zu 1,79 mW bzw. 1,34 mW und deren Mittelwerte zu 57,82 mW bzw. 57,40 mW bestimmen.

Über einen gesamten Messtag zeigten sich zusätzlich Degradierungserscheinungen, die mit der eindringenden Luftfeuchtigkeit in das Gehäuse des Resonators in Verbindung zu bringen sind. Für einen stabilen Betrieb musste die Spülung mit Trockenluft abgeschaltet werden, da durch das Einstromen deutliche Störungen auf dem Regelkreis des Resonators zu beobachten waren. Die Degradierung zeigte sich zuverlässig beim Betrieb des Systems ohne Trockenluft nach mehreren Stunden und war nach dem Spülen des Gehäuses über Nacht bis zum nächsten Messtag wieder regeneriert. Die Ursachen des für die Degradierung verantwortlichen Prozesses sind, soweit dem Autor bekannt, noch nicht geklärt.

Um die Degradierung des Kristalls zu reduzieren wurde, wie in [84] erstmals vorgeschlagen, die Spülung von trockener Luft auf Sauerstoff umgestellt. Es konnte daraufhin jedoch kein Einfluss auf die Degradierung des Kristalls beobachtet werden. Da mit den zur Verfügung stehenden circa 60 mW zunächst ausreichend

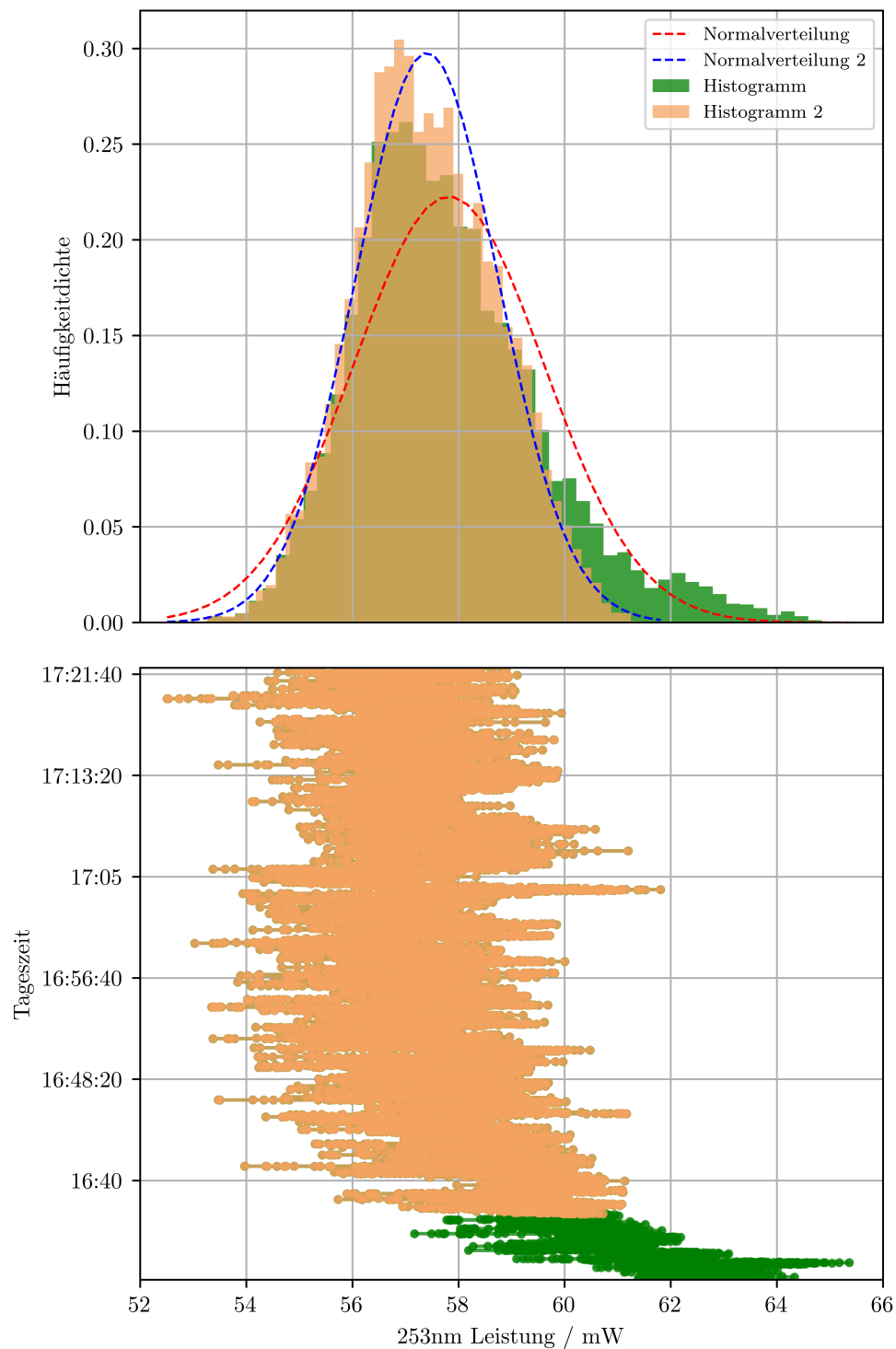


Abbildung 5.5.: Oben ist das Histogramm und unten der zeitliche Verlauf einer Leistungsmessung aufgetragen. Der Messzeitraum über 50 Minuten ist jeweils in grün, der Zeitraum ohne die ersten 5 Minuten jeweils in beige dargestellt. Die Histogramme werden jeweils um eine Normalverteilung ergänzt.

5. Die Frequenzverdopplungen

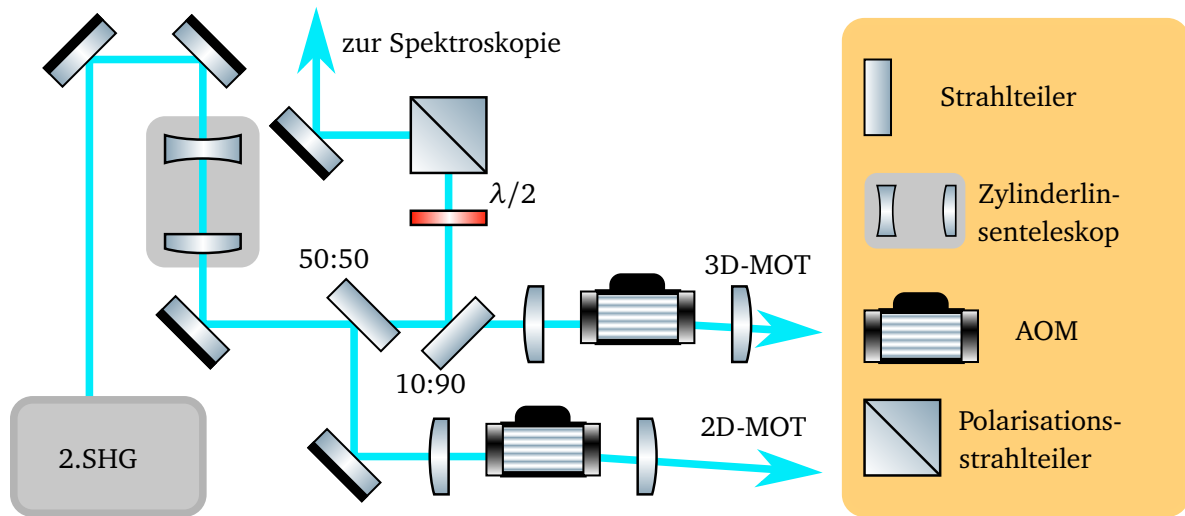


Abbildung 5.6.: Schematischer Aufbau zur Aufteilung des UV-Lichts nach der zweiten Frequenzverdopplungsstufe auf die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie, die 2D-MOT sowie die 3D-MOT.

Leistung vorhanden war um sowohl die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie, siehe Kapitel 6, wie auch die Kühlstrahlen für die magneto-optischen Fallen zu versorgen, wurde mit deren Aufbau fortgefahren.

5.4. Strahlaufteilung des Lichts bei 253,7 nm

Beim BBO-Kristall kommt es aufgrund der Doppelbrechung, die mit der kritischen Phasenanpassung über den Winkel zwischen Poynting-Vektor und optischer Achse des Kristalls einhergeht, zum sogenannten *Walkoff*. Durch diesen Effekt ist das Strahlprofil des harmonischen Lichts bei 253,7 nm stark elliptisch und zusätzlich von Interferenzstreifen entlang der Richtung des Walkoffs durchzogen. Dieser Effekt macht eine zusätzliche Strahlformung im Anschluss an die Kollimation notwendig, bevor das Licht auf die einzelnen Verwendungszwecke aufgeteilt wird.

In Abbildung 5.6⁷³ ist der Strahlengang zur Aufteilung des erzeugten Lichts bei 253,7 nm dargestellt. Zunächst wird das Strahlprofil nach dem Verlassen des Gehäuses der zweiten Frequenzverdopplungsstufe durch ein Zylinderlinsenteleskop aus einer konkaven Zylinderlinse⁷⁴ mit einer Brennweite von -25 mm und einer konvexen Zylinderlinse⁷⁵ mit einer Brennweite von 75 mm so geformt, dass es am Ort der folgenden akusto-optischen Modulatoren zu einem runden Strahlprofil kommt. Nach dem Passieren des Teleskops wird mittels eines 50:50 Strahlteilers die Hälfte des Lichts für die 2D-MOT abgezweigt. Von der anderen Hälfte für die 3D-MOT wird mittels eines 10:90 Strahlteilers Licht für die Spektroskopie abgeführt. Im Anschluss an die Strahlteiler durchlaufen die Teilstrahlen für die beiden Fallen Linsen⁷⁶,

⁷³Erstellt unter Verwendung der ComponentLibaray für Inkscape von Alexander Franzen.

⁷⁴Thorlabs Inc. LK4767-UV

⁷⁵Thorlabs Inc. LJ4878-UV

⁷⁶Thorlabs Inc. LA4874-UV

die sie in die jeweiligen akusto-optischen Modulatoren⁷⁷, fokussieren. Bei der Positionierung der AOMs wurde darauf geachtet, dass die Strahlengänge bis hierhin gleich lang sind, um die Strahlformung durch das Zylinderlinsenteleskop zu vereinfachen. Im Anschluss an die AOMs wird die jeweils erste Ordnung im Falle des Kühlstrahls für die 2D-MOT mit einer Linse⁷⁸ mit einer Brennweite von 500 mm kollimiert, während für den Kühlstrahl der 3D-MOT ein Linse⁷⁹ mit einer Brennweite von 400 mm verwendet wird. Dieser Unterschied, ist auf die angestrebten Intensitäten der Kühlstrahlen zurückzuführen. Der weitere Strahlengang der jeweiligen Kühlstrahlen wird in den entsprechenden Abschnitten des Kapitels 7 beschrieben.

Der Strahl für die Spektroskopie gelangt nach dem Strahlteiler über eine $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte zu einem Polarisationsstrahlteilerwürfel⁸⁰, wodurch zum einen die Intensität eingestellt werden kann und zum anderen die Polarisation des Strahls für die Spektroskopie gefiltert wird. Sowohl der Würfel wie auch der anschließende Spiegel dienen der Justage des Strahls in den Aufbau zur absoluten Frequenzstabilisierung, auf die im nächsten Kapitel eingegangen wird.

⁷⁷Crystal Technology Inc. 1200AF-AEF0-1.0

⁷⁸CVI PLCX-25.4-206.0-UV-248-355

⁷⁹CVI PLCX-25.4-257.5-UV-248-355

⁸⁰CVI PBSO-248-100

6. Die Frequenzstabilisierung des Lasersystems

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln alle Stufen der Lichterzeugung vorgestellt wurden, befasst sich dieses Kapitel mit der Frequenzstabilisierung des Lasersystems.

Zunächst wird in Abschnitt 6.1 auf die Messung der Linienbreite des Lasersystems sowohl bei 1014,7 nm als auch bei 507,4 nm eingegangen. Wie im vorangegangenen Kapitel besprochen sind diese Linienbreiten schon für eine stabile Frequenzverdopplung von Relevanz, da bei zu breitem fundamentalen Licht die Überhöhungsresonatoren für die Frequenzverdopplung nicht zuverlässig betrieben werden können.

Anschließend wird auf die Absolutfrequenzstabilisierung auf den Kühlübergang eingegangen. Diese teilt sich, wie in Kapitel 2 beschrieben, auf zwei Stufen auf. Zunächst wird der ECDL auf einen selbstgebauten Referenzresonator stabilisiert, welcher in Abschnitt 6.2 vorgestellt wird. Abschließend wird dieser mittels einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie auf den Kühlübergang des jeweiligen Quecksilberisotops stabilisiert, welche in Abschnitt 6.3 präsentiert wird.

6.1. Linienbreiten Messung

Zur weiteren Charakterisierung des Diodenlasers wurde dessen Linienbreite mittels der verzögerten selbst-heterodynen Methode, engl. *Delayed Self-Heterodyne Beating*, vermessen. Anschließend wurde mit der gleichen Methode auch die Linienbreite des frequenzverdoppelten Lichts bei 507,4 nm bestimmt. Im folgenden Unterabschnitt 6.1.1 wird die Methode selbst kurz vorgestellt. Der anschließende Unterabschnitt 6.1.2 befasst sich mit den durchgeführten Messungen bei 1014,7 nm und 507,4 nm und ihrer Auswertung.

6.1.1. Grundlagen der verzögerten selbst-heterodynen Messmethode

Im Laufe der Entwicklungen von Diodenlasern und der Reduktion ihrer Linienbreiten wurde 1980 von *T. Okoshi et al.* in [85] eine Methode zur Linienbreitenbestimmung von Lasern vorgestellt. Statt wie bisher eine mechanische Größe wie den Spiegelabstand eines Fabry-Perot-Interferometers oder die Liniendichte eines optischen Gitters, wird als Referenz hierbei ein zeitlich verzögerter Teilstrahl des Laserlichts selbst verwendet. Der nicht verzögerte Teilstrahl wird mit einem akusto-optischen Modulator um eine feste Frequenz im Bereich von mehreren Megahertz verschoben. Gemessen wird die Überlagerung beider Teilstrahlen durch eine Photodiode mit ausreichend hoher Bandbreite und einem elektrischen Spektralanalysator, kurz ESA.

Das gemessene DSH-Spektrum entspricht dem niederfrequenten Anteil aus der Faltung des in der Frequenz verschobenen Laserspektrums mit dem zeitlich verzögerten Laserspektrum. Eine detaillierte Herleitung des DSH-Spektrums unter Berücksichtigung des weißen sowie des $1/f$ -Rauschens ist in [35] zu finden.

Eines der Vorteile der Methode ist die Tatsache, dass durch die Referenzierung auf sich selbst keinerlei Abstimmen des Systems nötig ist und dementsprechend kaum Störeinflüsse bestehen. Desweiteren ist

6. Die Frequenzstabilisierung des Lasersystems

durch die Lage des Signals der Überlagerung im Bereich von mehreren Megahertz das Eigenrauschen der Messelektronik, durch dessen $1/f$ -Charakter, zu vernachlässigen.

Da die Verzögerungsstrecke auf Grund ihrer Länge von mehreren hundert bis hin zu mehreren zehn Kilometern üblicherweise auf Glasfasern basiert, ist die Methode auf Wellenlängen beschränkt für die Fasern mit einer ausreichend geringen internen Abschwächung existieren. Dies ist beispielsweise für Licht bei 253,7 nm nicht mehr möglich. Ein weiterer Nachteil besteht darin, dass die Verzögerungsstrecke als ein Hochpass wirkt und damit der Messzeitraum auf die entsprechende Verzögerungszeit beschränkt ist. Frequenzrauschen welches auf einer niedrigeren Zeitskala abläuft, kann dementsprechend nicht detektiert werden.

Der verwendete Aufbau der DSHT-Messungen ist in Abbildung 6.1⁸¹ skizziert. Das zu untersuchende Licht gelangt über eine polarisationserhaltende Faser zu dem Aufbau. Nach der Auskopplung wird das Licht mit einem polarisationsunabhängigen Strahlteilerwürfel in zwei Teilstrahlen aufgeteilt. Der reflektierte Strahl wird daraufhin in die circa 380 m lange Verzögerungsstrecke eingekoppelt. Der transmittierte Strahl durchläuft den AOM⁸² bevor die erste Beugungsordnung in eine Faser eingekoppelt wird. Diese ist über eine Faser-Faser-Kopplung mit einer X-Faser verbunden. An dem zweiten Eingang der X-Faser ist die Verzögerungsstrecke angeschlossen, so dass in der X-Faser beide Teilstrahlen wieder überlagert werden. Die X-Faser war für die Messungen bei 1014,7 nm direkt an die Photodiode⁸³ angeschlossen. Für die Messung bei 507,4 nm wurde eine Freistrahphotodiode⁸⁴ verwendet. Beide Photodioden verfügen sowohl über einen Gleichspannungsausgang wie auch über einen Hochfrequenzausgang. Mit ersterem kann die Lichtleistung auf der Photodiode überwacht werden, während der zweite Anschluss mit einem ESA⁸⁵ zur Messung des DSH-Spektrums verbunden ist.

Zur Auswertung der gemessenen DSH-Spektren wurde ein von Thorsten Führer entwickeltes Programm verwendet, welches in [59] vorgestellt wurde. Das Programm verwendet ein Modell aus weißem, rosa sowie rotem Rauschen um zunächst die Gewichtungsfaktoren der einzelnen Rauschkomponenten zu bestimmen. In einem zweiten Schritt werden anschließend aus den Gewichtungsfaktoren die einzelnen Spektren der jeweiligen Rauschkomponenten berechnet. Abschließend werden aus den Spektren die einzelnen Linienbreiten bestimmt sowie über eine Faltung der Spektren die gesamte Linienbreite.

6.1.2. Bestimmung der Linienbreite

Gemessen wurde das DSH-Spektrum des auf den Referenzresonator stabilisierten ECDLs mit zusätzlich aktivierter interner Stabilisierung. Am Faraday-Isolator vor der Verstärkerfaser wurde dazu das reflektierte Licht verwendet, das sonst zum Wellenlängenmessgerät gelangt. Somit mussten keine zusätzlichen Optiken in den Aufbau eingebracht werden. Das gemessene Spektrum ist in Abbildung 6.2 zusammen mit dem zur Auswertung angepassten Modell dargestellt. Für das weiße Rauschen konnte eine Linienbreite von $(0,330 \pm 0,033)$ kHz, für das rosa Rauschen eine Linienbreite von $(2,863 \pm 0,115)$ kHz und für das rote Rauschen eine Linienbreite von $(3,742 \pm 0,195)$ kHz bestimmt werden. Daraus ergibt sich eine gesamte Linienbreite von $(4,804 \pm 0,130)$ kHz. Die Verzögerung belief sich auf eine Zeit von $1,78 \mu\text{s}$. Die gemessene Linienbreite des weißen Rauschens ist mit deutlich unter einem halben Kilohertz ein beachtlich geringer Wert und stellt das Potential des Designs unter Beweis.

⁸¹ Erstellt unter Verwendung der ComponentLibraray für Inkscape von Alexander Franzen.

⁸² AA Opto Electronics MT80-B30A1-IR

⁸³ Newport Co. 1811-FC

⁸⁴ Newport Co. 1601FS-AC

⁸⁵ Tektronix Inc. RSA306

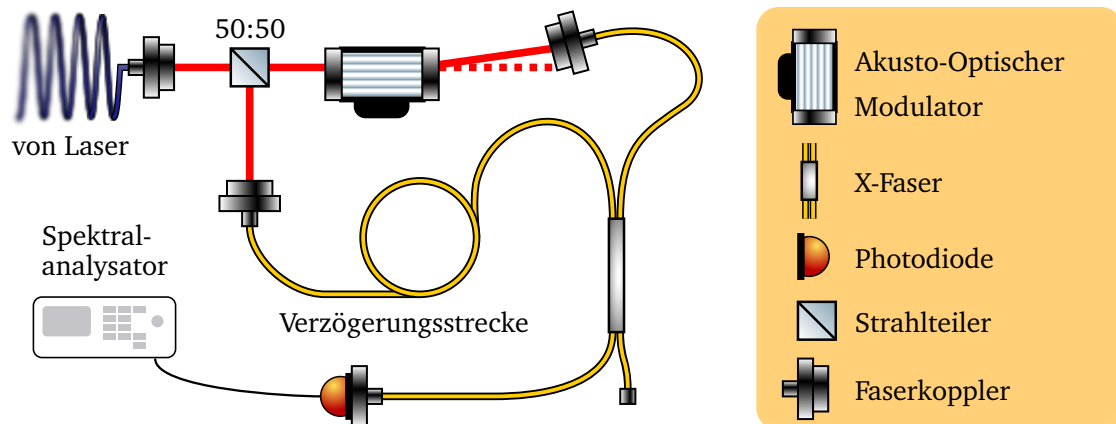


Abbildung 6.1.: Skizze des Aufbaus der verzögerten selbst-heterodynen Messung.

Im Anschluss an die Messung bei 1014,7 nm wurde ein DSH-Spektrum des frequenzverdoppelten Lichts bei 507,4 nm unter den selben Einstellungen wie zuvor aufgenommen. Dazu wurde ein Teil des erzeugten Lichts statt zum benachbarten Experiment in den DSH-Aufbau geleitet. In Abbildung 6.3 ist das gemessene Spektrum mit dem angepassten Modell gezeigt. Für das weiße Rauschen konnte eine Linienbreite von $(1,329 \pm 0,134)$ kHz, für das rosa Rauschen eine Linienbreite von $(6,558 \pm 0,223)$ kHz und für das rote Rauschen eine Linienbreite von $(7,236 \pm 0,371)$ kHz bestimmt werden. Als gesamte Linienbreite folgt daraus $(10,491 \pm 0,280)$ kHz bei einer Verzögerungszeit von $1,81 \mu\text{s}$.

Zusätzlich zu den Ergebnissen der Linienbreitenbestimmung sind in Tabelle 6.1 auch die Verhältnisse der einzelnen Rauschkomponenten sowie der Gesamtlinienbreite aufgeführt. Bei der Frequenzverdopplung ist auch eine Verdopplung der Linienbreite zu erwarten, was mit dem Faktor $2,18 \pm 0,08$ auch gemessen wurde.

Dem gegenüber ist der Wert von $3,99 \pm 0,57$ für das weiße Rauschen doppelt so hoch wie der zunächst erwartete Wert. Dies ist auf den Einfluss des Faserverstärkers zurück zuführen, da dessen spontane Emission eine klassische Quelle weißen Rauschens darstellt. Da es sich beim weißen Rauschen um die schwächste Komponente handelt stellt dies keinen Nachteil dar.

Die stärkeren Komponenten, das rosa und das rote Rauschen, zeigen mit Werten von $2,29 \pm 0,12$ sowie $1,92 \pm 0,14$ die zu erwartende Verdopplung. Da es sich bei diesen Rauschtypen um technisches Rauschen handelt, spricht dies für eine sehr gute technische Realisierung der Frequenzverdopplung und ihrer Stabilisierung.

Aus den Messungen wird deutlich, dass der aufgebaute ECDL eine gute Grundlage für einen stabilen Betrieb der ersten Frequenzverdopplungsstufe darstellt, da er mit seiner Breite von $(4,80 \pm 0,13)$ kHz deutlich unter der Anforderung von 25 kHz liegt. Ebenso liegt die Breite des frequenzverdoppelten Lichts mit $(10,49 \pm 0,28)$ kHz unter den für die zweite Stufe angesetzten 15,5 kHz, was auch hier einen stabilen Betrieb gewährleistet.

6. Die Frequenzstabilisierung des Lasersystems

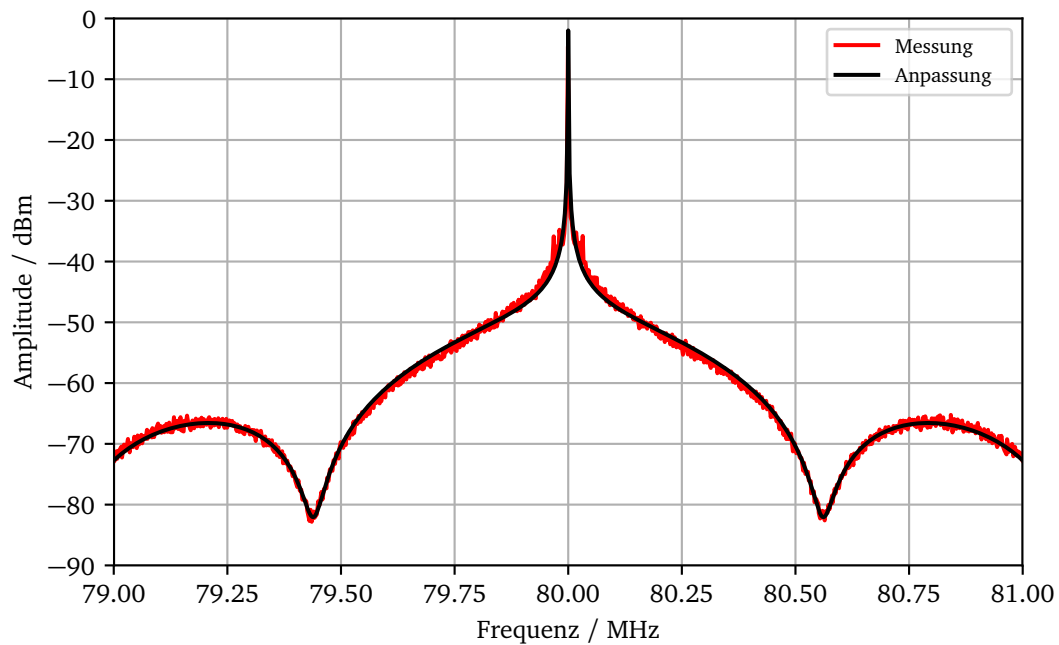


Abbildung 6.2.: Gemessenes DSH-Spektrum des ECDLs mit dem zur Auswertung angepassten Rauschmodel. Bei der Messung waren sowohl die interne Stabilisierung des ECDLs wie auch die Stabilisierung auf den Referenzresonator aktiviert.

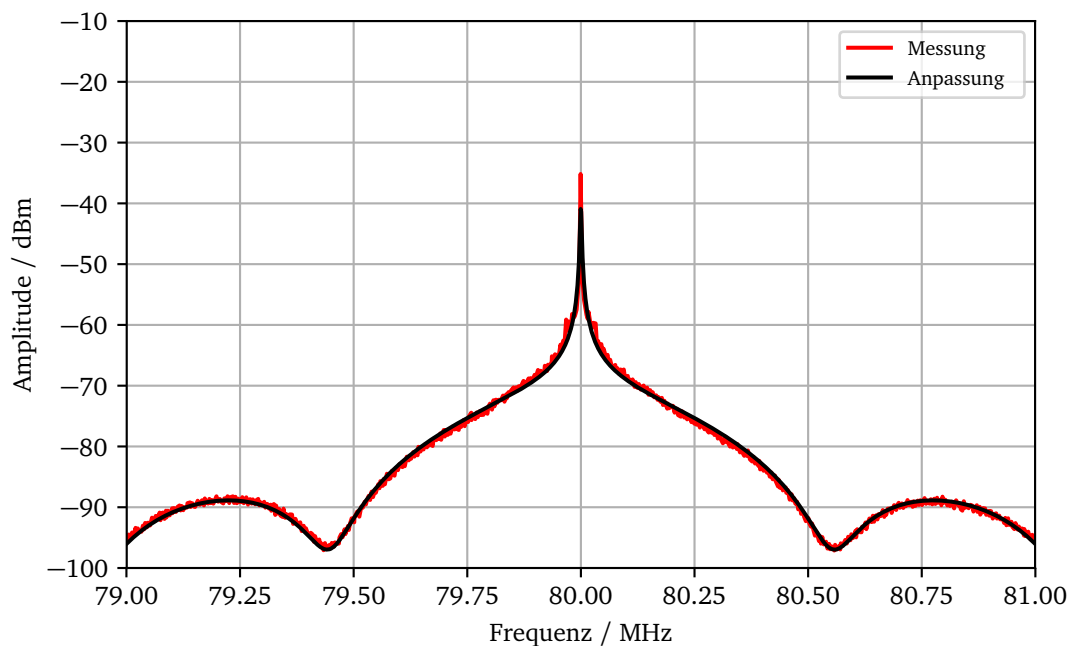


Abbildung 6.3.: DSH-Spektrum des Frequenzverdoppelten Lichts bei 507,4 nm inklusive des zur Auswertung angepassten Rauschmodels. Für die Messung waren die interne Stabilisierung des ECDLs sowie die Stabilisierung auf den Referenzresonator und die der Frequenzverdopplungsstufe aktiviert.

	1014,7 nm	507,4 nm	Verhältnis
weißes Rauschen	$(0,33 \pm 0,03)$ kHz	$(1,33 \pm 0,13)$ kHz	$3,99 \pm 0,57$
rosa Rauschen	$(2,86 \pm 0,12)$ kHz	$(6,56 \pm 0,22)$ kHz	$2,29 \pm 0,12$
rotes Rauschen	$(3,74 \pm 0,20)$ kHz	$(7,24 \pm 0,37)$ kHz	$1,93 \pm 0,14$
Gesamte Linienbreite	$(4,80 \pm 0,13)$ kHz	$(10,49 \pm 0,28)$ kHz	$2,18 \pm 0,08$

Tabelle 6.1.: Linienbreiten der verschiedenen Rauschtypen für das fundamentale und das harmonische Licht sowie ihre Verhältnisse.

6.2. Stabilisierung auf den Referenzresonator

Schon bei früheren Farbstofflasern wurden Referenzresonatoren verwendet, um die Laser selbst zu stabilisieren und über den Resonator die Wellenlänge des Systems zu kontrollieren, siehe beispielsweise [86]. Auch bei modernen kommerziellen Systemen⁸⁶ wird dieser Ansatz immer noch angewendet. Im Kontext des Fangens und Kühlens von Atomen finden Referenzresonatoren vor allem bei frequenzverdoppelten Systemen Verwendung, siehe beispielsweise [87].

6.2.1. Grundlegende Überlegungen und Aufbau des Resonator

Bei der Auslegung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Referenzresonators war der Ansatz im Infraroten einen Resonator zu verwenden, dessen spektrale Auflösung mindestens den 1,27 MHz der natürlichen Linienbreite des Kühlübergangs entspricht. Der Resonator soll als Tiefpass Verwendung finden, um das fundamentale Licht des Systems bei 1014,7 nm spektral möglichst scharf zu definieren und anschließend mit einem trägeren Regelkreis das Lasersystem über eine Spektroskopie auf den Kühlübergang zu stabilisieren.

Der entwickelte Resonator ist ein Linearresonator, dessen Abstandshalter aus ULE-Glas besteht und eine Länge von $(148,0 \pm 0,5)$ mm hat. Dieses Glas verfügt über einen besonders geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten, engl. *Ultra-Low Expansion Glas (ULE-Glas)*. Die Spiegel des Resonators bilden eine hemisphärische Anordnung, wobei der Einkoppelspiegel⁸⁷ einen Krümmungsradius von 300 mm besitzt während der Auskoppelspiegel⁸⁸ plan ist. Der Einkoppelspiegel ist durch ein Paket aus zwei ineinander liegenden monokristallinen Ringpiezo-Aktoren am Abstandshalter befestigt. Diese Konstruktion sorgt dafür, dass sich thermische Längenänderungen der Piezo-Aktoren gegenseitig kompensieren⁸⁹. Der kleinere innen liegende Aktor ist mit einer Scheibe aus PEEK am äußeren Aktor befestigt, ebenso ist der Einkoppelspiegel über eine Scheibe aus PEEK am inneren Aktor befestigt. Im Gegensatz zu den ansonsten verwendeten Piezo-Aktoren sind diese Aktoren Sonderanfertigungen und setzen sich nicht aus mehreren Schichten von Aktoren zusammen. Es handelt sich hierbei um Hochspannungsaktoren, die mit Spannungen von bis zu 1700 V betrieben werden können. Hierbei besitzen sie eine vergleichsweise geringe Ausdehnung. So lässt sich der Resonator mit einer 500 V Spannungsquelle⁹⁰ in Verbindung mit

⁸⁶Sirah Lasertechnik GmbH Matisse Serie

⁸⁷Layertec GmbH 101767

⁸⁸Layertec GmbH 100722

⁸⁹Persönliche Mitteilung von Thomas Feldker, Uni Mainz und Simon Mieth, TU Darmstadt

⁹⁰Heinzinger electronic GmbH HN 600-02

6. Die Frequenzstabilisierung des Lasersystems

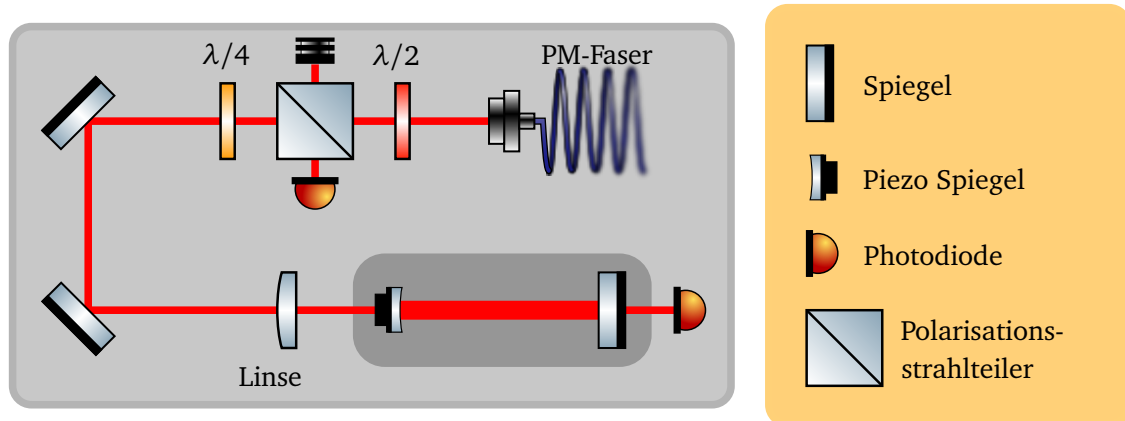


Abbildung 6.4.: Skizze des Aufbaus der Referenzresonatereinheit.

einer Verstärkerschaltung aus der Elektronikwerkstatt des Instituts für Angewandte Physik lediglich um circa das 1,5 fache seines freien Spektralbereichs verstimmen.

Der Abstandshalter mit seinen Anbauteilen liegt indirekt auf einer Kupferplatte auf und wird von einem U-förmigen Kupferblech, welches an der Platte befestigt ist, eingehaust. Die Temperatur der Kupferplatte wird mittels zweier Peltier-Elemente⁹¹ über eine Temperatursteuerung konstant gehalten. Die Kupfereinhausung mit dem Resonator ist wiederum in einem Gehäuse aus Aluminium, ähnlich zu dem des Diodenlasers, untergebracht. Der Resonator wurde im Verlauf der betreuten Master-Thesis [55] aufgebaut und erstmals charakterisiert.

In Abbildung 6.4⁹² ist der Aufbau des Resonators mit den zum Betrieb nötigen Optiken skizziert. Der gesamte Aufbau befindet sich auf einer 30 mm starken Aluminiumplatte, die durch eine Kiste aus 15 mm starken Plexiglasplatten abgedeckt wird. Das Licht gelangt nach dem Faserverstärker über eine Glasfaser⁹³ in das Gehäuse, siehe Kapitel 4.3, und wird dort mit einer asphärischen Linse⁹⁴ ausgekoppelt. Nach der Auskopplung wird mit einer $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte p-Polarisation eingestellt, so dass das Licht den anschließenden Polarisationsstrahlteilerwürfel transmittiert. Darauf folgend wird zirkular-polarisiertes Licht durch eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte eingestellt. Über zwei Spiegel gelangt, das Licht zum eigentlichen Resonator, nachdem es zuvor die Modenanpassungslinse⁹⁵ mit einer Brennweite von 150 mm passiert hat. Das am Resonator reflektierte Licht wird durch das abermalige Passieren der $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte am anschließenden Polarisationsstrahlteilerwürfel reflektiert und gelangt so auf die Photodiode für die PDH-Stabilisierung. Zusätzlich wird auf der Rückseite des Resonators das austretende Lecklicht über eine weitere Photodiode detektiert. Beide Photodioden sind mit einfachen Transimpedanzverstärkerschaltungen basierend auf der *OneEuro*-Platine von *TEM-Messtechnik GmbH* versehen. Deren Bestückung wurde entsprechend der jeweils zu erwartenden Leistung sowie der jeweils notwendigen Geschwindigkeit mit dem *Photodiode Circuit Design Wizard* von *Analog Devices Inc.* berechnet [81].

⁹¹ Ferrotec GmbH 9500/071/040 B

⁹² Erstellt unter Verwendung der ComponentLibrary für *Inkscape* von Alexander Franzen.

⁹³ Thorlabs Inc. P3-1064PM-FC-2

⁹⁴ Thorlabs Inc. C330TM-C

⁹⁵ Thorlabs Inc. LBF254-150-C

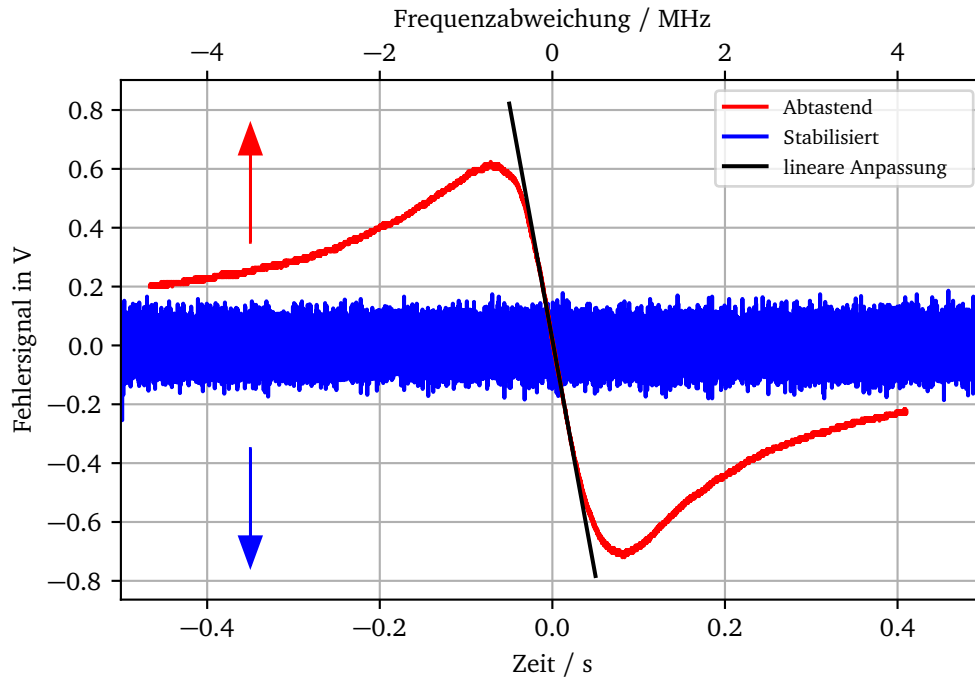


Abbildung 6.5.: Detaildarstellung des PDH-Fehlersignals in rot, an dessen Steigung eine schwarze Gerade zur Umrechnung der Amplitudenabweichung in eine Frequenzabweichung angepasst wurde. In blau ist der zeitliche Verlauf des Fehlersignals bei geschlossenem Regelkreis über eine Zeit von 1.0 s dargestellt.

6.2.2. Charakterisierung der Stabilisierung

Aus den Reflektivitäten der verwendeten Spiegel lässt sich die theoretische Reflexionsfinesse zu 846 bestimmen. Im Experiment konnte eine Finesse von $828,5 \pm 1,2$ gemessen werden. Zusammen mit der Länge des Resonators, aus der sich ein freier Spektralbereich von $(1012,8 \pm 3,4)$ MHz ergibt, lässt sich die spektrale Auflösung zu $(1,222 \pm 0,005)$ MHz bestimmen. Diese ist somit vergleichbar mit der natürlichen Linienbreite des Kühlübergangs bei 253,7 nm.

Des Weiteren ergibt sich aus den Reflektivitäten der Spiegel und ihrer Anordnung, dass der Resonator unterkritisch gekoppelt ist. Hierbei wurde eine nicht ideale Transmission des Einkoppelspiegels von $t_1 = 1 - r_1 - 0,001$ angenommen, wobei r_1 die Reflektivität des Spiegels und 0,001 eine Abschätzung der Absorption des Spiegelsubstrats ist. Der komplexe Reflektionskoeffizient $F(\omega) = \frac{E_{\text{reflektiert}}}{E_{\text{einfallend}}}$ liegt deutlich innerhalb des Kreises für die kritische Kopplung, für den im Resonanzfall $F_{\text{Resonanz}} = 0$ ist. Somit ist der Realteil zu jeder Zeit negativ, das heißt, es wird zu jeder Zeit ein Teil des einfallenden Lichts reflektiert, siehe dazu [38].

Zur Charakterisierung der Stabilisierung auf den Referenzresonator wurde zunächst über den freien Spektralbereich die Zeitachse in eine Frequenzachse umgerechnet, so dass diese relativ zu einer Resonanz ist. Im nächsten Schritt wurde an die Flanke des PDH-Fehlersignals eine Gerade angepasst und darüber die Amplitude des Fehlersignals in einen Frequenzabstand umgerechnet. Anschließend wurden das

6. Die Frequenzstabilisierung des Lasersystems

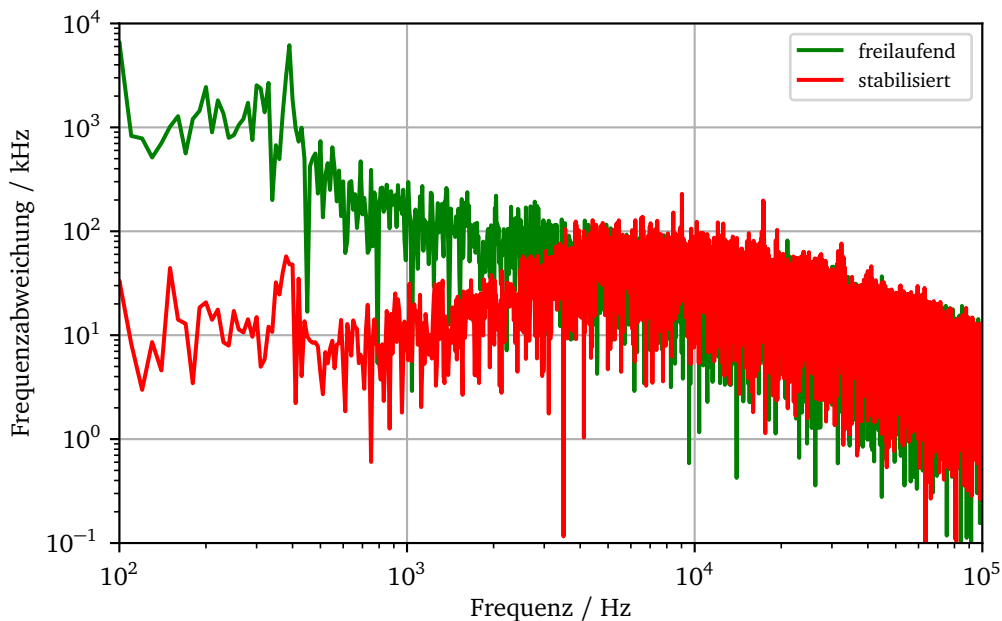


Abbildung 6.6.: Fourier-Spektren des PDH-Fehlersignals der Stabilisierung des ECDLs auf den Referenzresonator bei offenem (grün) sowie geschlossenem (rot) Regelkreis über eine Zeit von 1.0 s.

Fehlersignal im freilaufenden sowie im stabilisierten Zustand über mehrere Zeitbereiche aufgenommen und ausgewertet. Die Flanke sowie die angepasste Gerade sind in Abbildung 6.5 zusammen mit einer Messung im stabilisierten Zustand dargestellt.

In Abbildung 6.6 ist die Fourieranalyse jeweils einer Messung im freilaufenden und im stabilisierten Zustand dargestellt. Für beide Messungen wurden über 1.0 s jeweils 2 Millionen Datenpunkte mit einem Oszilloskop⁹⁶ aufgenommen. Für die Messung im freilaufenden Zustand wurde der Diodenlaser mittels des Ringpiezo-Aktors auf die Resonanz des Referenzresonators eingestellt.

Wie zu erwarten war, wird die Abweichung von der Resonanz des Referenzresonators durch das Schließen des Regelkreises deutlich verringert. Im unteren Frequenzbereich ergibt sich eine Reduktion von bis zu 20 dB. Auffällig ist, dass sich das Maximum bei circa 5 kHz einstellt, obwohl die Resonanzfrequenz des Piezo-Aktors bei 49,1 kHz liegt und die Grenzfrequenz des Tiefpasses der Stabilisierungselektronik in diesem Fall auf 33,8 kHz eingestellt ist. Dennoch beginnt das System bei einer Steigerung der PID-Parameter des Reglers zu schwingen.

In Abbildung 6.7 ist das Histogramm der Messung im stabilisierten Zustand dargestellt. Aus der angepassten Normalverteilung ergibt sich eine Standardabweichung von 28,4 kHz, was einer Halbwertsbreite von 66,98 kHz für den Messbereich von 1.0 s entspricht. Mit dem Verbreiterungsfaktor aus den verzögerten selbst-heterodyn Messungen des Lichts bei 1014,7 nm und bei 507,4 nm von 2,18 kann die Halbwertsbreite bei 253,7 nm auf der entsprechenden Zeitskala von 1,0 s auf 318,3 kHz abgeschätzt werden.

⁹⁶Tektronix Inc. DPO2014B

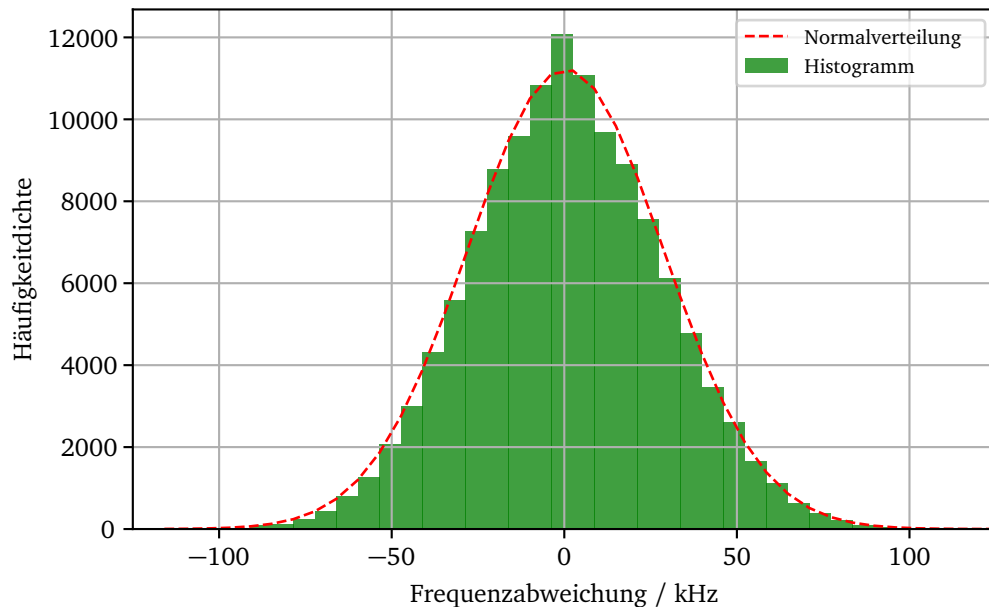


Abbildung 6.7.: Histogramm einer Messung des Fehlersignals bei geschlossenem Regelkreis über eine Zeit von 1,0s in grün, woran eine Normalverteilung angepasst wurde, in rot dargestellt. Die Standardabweichung ergibt sich zu 28 kHz.

Dieser Wert ist deutlich geringer als die natürliche Linienbreite des Kühlübergangs von 1,27 MHz wodurch die Anforderungen an das Lasersystems bezüglich der Frequenzstabilität zum Fangen und Kühlen von atomarem Quecksilber für Zeitskalen unterhalb mehrerer Sekunden erfüllt ist.

6.3. Absolute Frequenzstabilisierung

Als Referenz für die absolut Frequenzstabilisierung wird der Kühlübergang des zu fangenden Isotops von Quecksilber selbst verwendet. Dieser kann über eine dopplerfreie Sättigungsspektroskopie untersucht werden, indem das System mittels des Referenzresonators gezielt in seiner Frequenz abgestimmt wird. Zur Stabilisierung wird das Ausgangssignal einer Frequenzmodulationsspektroskopie, kurz *FMS*, des Kühlübergangs genutzt.

Alternative Ansätze zur dopplerfreien Sättigungsspektroskopie mit Frequenzmodulationsspektroskopie im kHz-Bereich sind beispielsweise die Modulationstransferspektroskopie, kurz *MTS*, oder die dichroitische Spektroskopie, engl. *Dichroic Atomic Vapor Laser Lock* [88–91]. Beide Spektroskopien basieren auf der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie, wobei die erstere technisch sehr ähnlich zur Frequenzmodulationsspektroskopie ist. Hierbei wird jedoch ausschließlich der Sättigungsstrahl mit einer hochfrequenten Modulation versehen, wodurch es an den Atomen bei geschlossenen Übergängen zur Vierwellenmischung mit dem Probenstrahl kommt. Wird dieser anschließend phasensensitiv detektiert, zeichnet sich ein zur Ableitung proportionales Signal ab, welches über ein sehr gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis verfügt. Für Details sowie eine Optimierung der Parameter siehe [92]. Einen Vergleich zwischen FMS und MTS

6. Die Frequenzstabilisierung des Lasersystems

siehe beispielsweise [93]. Beim DAVLL kommt es durch die Starkverschiebung der oberen magnetischen Unterniveaus bedingt durch ein externes Magnetfeld und deren polarisationssensitiven Untersuchung direkt zu einer als Fehlersignal nutzbaren Antwort. Für eine DAVLL des Kühlübergangs bei 253,7 nm wären teure UV-Polarisationsoptiken notwendig sowie die Konstruktion eines entsprechenden Magneten, weshalb davon abgesehen wurde.

6.3.1. Grundlagen und Aufbau der Dopplerfreien Sättigungsspektroskopie

Um den Kühlübergang zur absoluten Frequenzstabilisierung nutzen zu können müssen inhomogene Verbreiterungseffekte wie die thermisch bedingte Dopplerverbreiterung des Übergangs überwunden werden. Dazu ist die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie ein etabliertes Mittel. Hierbei wird das Licht in einen starken Teil zur Sättigung des Übergangs, den so genannten Sättigungsstrahl, und einen schwachen Teil als Probenstrahl aufgeteilt. Die Strahlen durchlaufen das Probenvolumen überlagert, jedoch entgegengesetzt. Beide Strahlen erfahren beim Durchlaufen Absorption entsprechend der Population der Geschwindigkeitsklasse der Atome, zu der sie auf Grund der Dopplerverschiebung resonant sind. Für den Fall, dass die Atome sich senkrecht zur Strahlachse bewegen, ist die Dopplerverschiebung, die sie erfahren, jeweils Null. In diesem Fall sind beide Strahlen zur selben Geschwindigkeitsklasse resonant, wodurch die Strahlen eine deutlich geringere Abschwächung erfahren. Dieser Einbruch der Absorption wird als *Lamp-Dip* bezeichnet. Für eine detailliertere Beschreibung der Sättigungsspektroskopie sei beispielsweise auf Kapitel 10.2.7 in [31] verwiesen.

Die Frequenzmodulationsspektroskopie basiert auf der phasensensitiven Messung eines modulierten Spektroskopiesignals. Technisch gesehen ist sie daher der Pound-Drever-Hall-Methode verwandt, wenn auch die zugrunde liegenden physikalischen Abläufe sich deutlich unterscheiden. Typischerweise wird eine Modulationsfrequenz im kHz-Bereich verwendet um die Strahlen einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie zu modulieren. Mittels eines Lock-In-Verstärkers wird aus dem Signal des Probestrahls ein zur Ableitung des Absorptionssignals proportionales Signal, das als Fehlersignal für die Stabilisierung geeignet ist.

Der für die Spektroskopie verwendete Aufbau ist in Abbildung 6.8⁹⁷ dargestellt. Aus dem Teilstrahl für die Kühlstrahlen der 3D-MOT wird mittels eines Strahlteilers⁹⁸ ein geringer Anteil des Lichts für die Spektroskopie abgezweigt. Dieser Teilstrahl wird zunächst mit einer Linse in den AOM fokussiert. Anschließend gelangt die 0. Beugungsordnung in eine Strahlfalle, während die erste Ordnung durch eine Linse wieder kollimiert wird. Über zwei Spiegel gelangt das jetzt mit 30 kHz modulierte und um 200 MHz verschobene Licht zur eigentlichen Spektroskopie. Hier werden mit einer unbeschichteten Glasplatte als Strahlteiler der Probestrahl und ein Referenzstrahl erzeugt. Diese werden über einen weiteren Spiegel durch die Spektroskopiezelle geleitet und anschließend jeweils über einen Spiegel auf Photodioden gelenkt. Der größere Teil des Lichts passiert den Strahlteiler und wird als Sättigungsstrahl mittels zweier Spiegel in der Zelle mit dem Probestrahl überlagert. Im Gegensatz zum Probestrahl, der den *Lamp-Dip* detektiert, erfährt der Referenzstrahl lediglich den dopplerverbreiterten Untergrund.

Die Photodioden⁹⁹ detektieren ausschließlich im ultravioletten Spektrum. Sie sind in Serie zwischen die ± 5 V Vorspannung geschaltet und ihr Mittelabgriff ist an einen Transimpedanzverstärker angeschlossen, so dass die Differenz zwischen Probestrahl und Referenzstrahl als Signal ausgegeben wird. Der

⁹⁷Erstellt unter Verwendung der ComponentLibraray für Inkscape von Alexander Franzen.

⁹⁸UV-Strahlteiler

⁹⁹Laser Components GmbH SiC-Photodiode JEC 1C

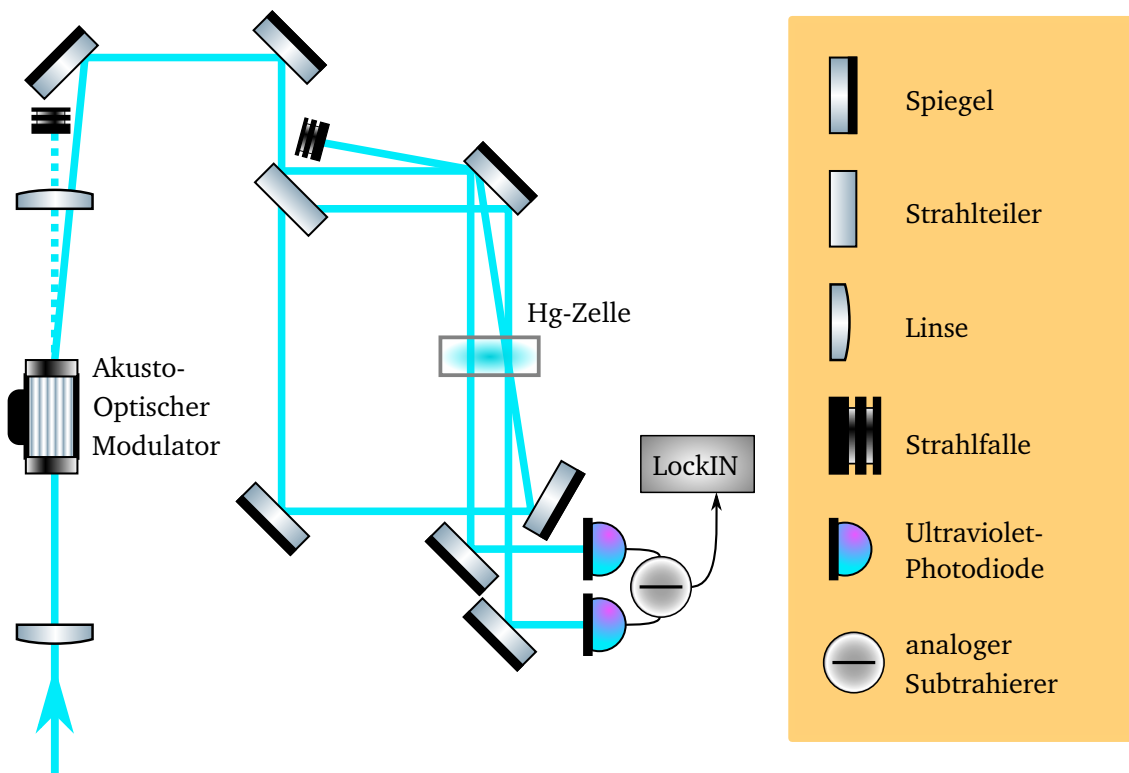


Abbildung 6.8.: Skizze des Aufbaus der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie.

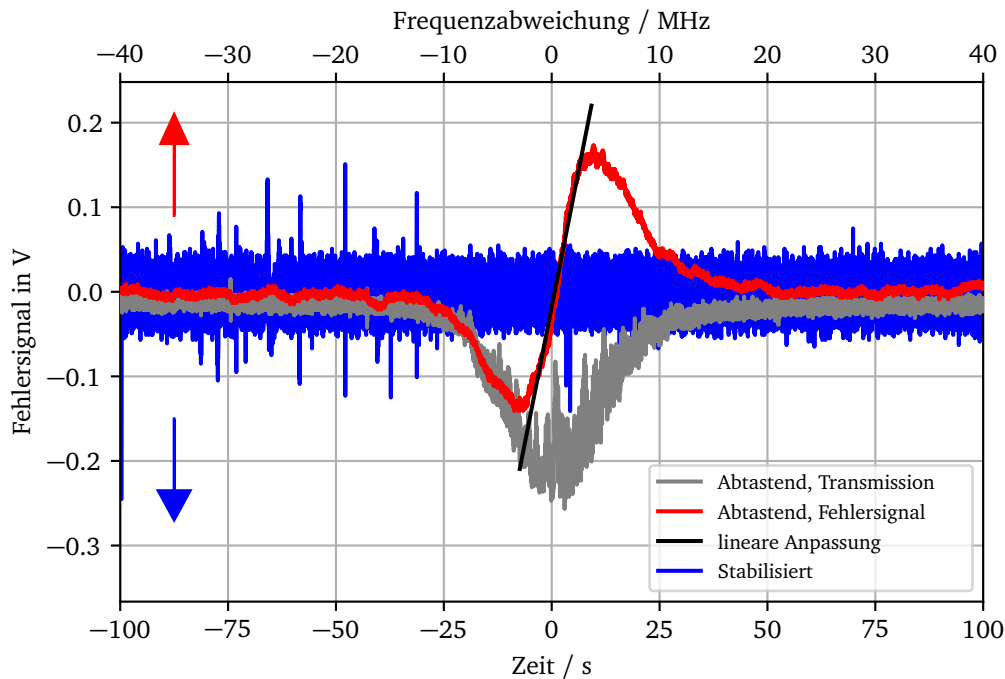


Abbildung 6.9.: Detaildarstellung des Lamb-Dips des Kühlübergangs von ^{202}Hg . In grau ist das Transmissionssignal und in rot das Fehlersignals gezeigt. An die Steigung des Fehlersignals wurde eine Gerade zur Umrechnung der Amplitudenabweichung in eine Frequenzabweichung angepasst. In blau ist der zeitliche Verlauf des Fehlersignals bei geschlossenem Regelkreis über eine Zeit von 200 s dargestellt.

Transimpedanzverstärker ist basierend auf der *OneEuro*-Platine von *TEM-Messtechnik GmbH* realisiert worden und wurde mit dem *Photodiode Circuit Design Wizard* von *Analog Devices Inc.* berechnet [81]. Die Versorgung der Vorspannung sowie des Verstärkers ist über den Lock-In Verstärker realisiert, um Potenzialdifferenzen und Erdungsschleifen zu vermeiden. Zur weiteren Reduktion von Netzrauschen und zur Anpassung der Versorgungsspannung wurde ein rauscharmer dualer Spannungsregler¹⁰⁰ in die Photodiode integriert.

6.3.2. Charakterisierung der Stabilisierung

Zur Charakterisierung der Stabilisierung wurden ähnlich zu 6.2 die Abweichungen des Fehlersignals analysiert. Dazu wurde als erstes die Breite des Kühlübergangs mit Hilfe eines kommerziellen Fabry-Perot Interferometers¹⁰¹ für den sichtbaren Spektralbereich zu $(8,50 \pm 0,03) \text{ MHz}$ bestimmt. Dieser Wert liegt deutlich oberhalb der natürlichen Linienbreite, was durch Sättigungsverbreiterung zu erklären ist.

In Abbildung 6.9 ist in grau das Transmissionssignal durch die Spektroskopiezelle abzüglich des doppler-verbreiterten Untergrunds mit dem Lamp-Dip des Kühlübergangs von ^{202}Hg zu sehen. Des Weiteren ist das

¹⁰⁰Linear Technology Inc. LT3032-5

¹⁰¹Toptica AG FPI 100

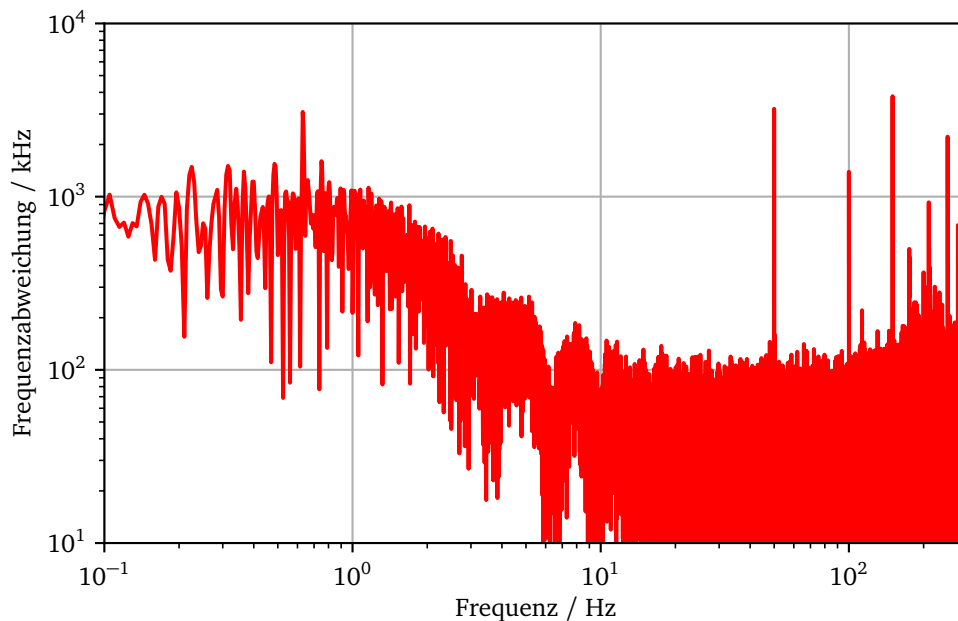


Abbildung 6.10.: Fourieranalyse des Fehlersignals der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie bei geschlossenem Regelkreis über eine Zeit von 200 s.

dazugehörige Fehlersignal aus dem Lock-In Verstärker in rot dargestellt. An die Flanke des Fehlersignals wurde eine Gerade angepasst, um die Abweichung des Systems von der Resonanz von einer Amplitude in eine Frequenzabweichung umzurechnen. Zusätzlich ist in blau das Fehlersignal im stabilisierten Zustand gemessen über einen Zeitraum von 200 s abgebildet. Bei dieser Messung sind die zeitweise deutlichen Abweichungen im linken Teil auffällig. Sie konnten auf Störungen durch die Funkaktivitäten von Handys zurückgeführt werden.

Abbildung 6.10 zeigt die Fourier-Analyse der Messung aus 6.9 mit aktiver Stabilisierung. Hierbei ist vor allem der Sprung von einer Frequenzabweichung von circa 1.0 MHz bei einer Frequenz von 1.0 Hz zu einer Frequenzabweichung von 0.1 MHz bei einer Frequenz von 10 Hz auffällig. Dieser Sprung in der Abweichung der Frequenz von einer Dekade ist sehr wahrscheinlich auf den Tiefpass des Reglers zurückzuführen. Trotz der Verbesserungen an der Rauschcharakteristik der Regler wird diese durch die Verstärkung des Ausgangssignals für den Betrieb der Ringpiezo-Aktoren des Referenzresonators um einen Faktor 50 zum limitierenden Punkt in der Stabilisierungskette. Des weiteren fallen die Spitzen bei höheren Frequenzen auf. Diese liegen bei 50 Hz, 100 Hz, 150 Hz und 250 Hz und können damit auf das Stromnetz inklusive höherer Harmonischer der Netzfrequenz zurückgeführt werden. Es wird vermutet, dass das Hochspannungsnetzteil für den Betrieb der Piezo-Aktoren des Referenzresonators keine ausreichende Abschwächung dieser Frequenzen bietet und so die Spitzen in das System eindringen können. Ein Test mit einer selbst gebauten Hochspannungsquelle basierend auf [94] konnte bisher noch nicht durchgeführt werden.

In Abbildung 6.11 ist das Histogramm der Messung aus 6.10 mit aktiver Stabilisierung gezeigt. Durch Anpassen einer Normalverteilung ergibt sich eine Standardabweichung von 249 kHz und dementsprechend

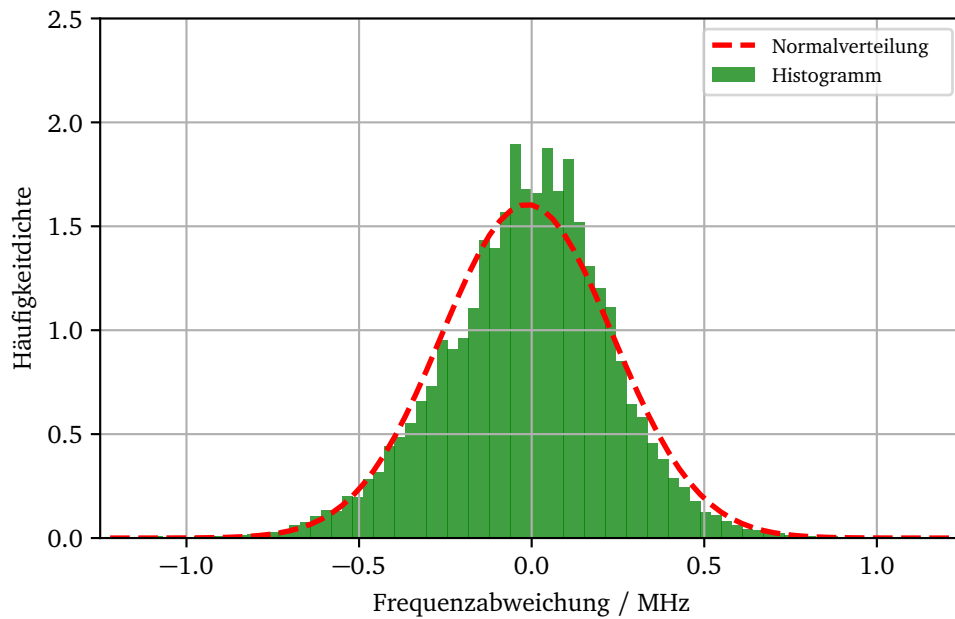


Abbildung 6.11.: Histogramm einer Messung des Fehlersignals bei geschlossenem Regelkreis über eine Zeit von 200 s in grün, woran eine Normalverteilung angepasst wurde, in rot dargestellt. Die Standardabweichung ergibt sich zu 249 kHz.

eine Halbwertsbreite von 585 kHz. Dieser Wert liegt knapp unterhalb der für eine minimale Temperatur der Atome nötigen Rotverstimmung von $\delta = \gamma_{nat}/2 = 635$ kHz.

Damit sind die Anforderungen an das Lasersystem für das Fangen und Kühlen von atomarem Quecksilber erfüllt. Auf Grund der geringen Reserve bezüglich der Linienbreite ist zu erwarten, dass die Temperatur der Atome das Rückstoßlimit ohne weitere technische Verbesserungen nicht erreichen wird.

7. Experimente mit ultrakaltem Quecksilber

In den vorangegangenen Kapiteln wurde gezeigt, dass das Lasersystem die notwendigen Voraussetzungen für das Fangen und Kühlen von atomarem Quecksilber erfüllt. Neben dem Kühllicht wird für eine effektive magneto-optische Falle ein Vakuumsystem mit einem magnetischen Quadrupolfeld und einer Quelle für die zu fangenden Atome benötigt. Als Grundlage wurde hier auf die Hauptkammer aus [95] aufgebaut. Diese verfügt über das benötigte magnetische Quadrupolfeld mit ausreichend großem Gradienten sowie über die benötigte Kamera inklusive Abbildungsoptik.

Die Hauptkammer wurde um eine neue Quellschleife ergänzt, da die bisherige durch einen Korrosionsschaden nicht mehr zu gebrauchen war. Sie wird in Abschnitt 7.1 beschrieben und charakterisiert. In der Quellschleife soll mittels einer zweidimensionalen magneto-optischen Falle, kurz 2D-MOT, ein isotonenreiner Strahl von Atomen gebildet werden, der die dreidimensionale magneto-optische Falle, kurz 3D-MOT, in der Hauptkammer speisen soll.

In Abschnitt 7.2 werden der Aufbau der magneto-optischen Falle und die bisher zur Charakterisierung durchgeführten Messungen vorgestellt. Neben der Bestimmung der Laderate und der optimalen Verstimmung der Kühlstrahlen für eine maximale Atomzahl der Wolke konnte auch die Temperatur der Atomwolke bestimmt werden. Abschließend wurden die sechs häufigsten der sieben Isotope von Quecksilber gefangen.

7.1. Die 2D-LadeMOT

Ein etabliertes Verfahren zur Erzeugung eines kalten Atomstrahls ist das Abbremsen unter Ausnutzung des Zeeman-Effektes, durch einen sogenannten Zeeman-Abbremsen, engl. *Zeeman-Slower*, wie beispielsweise in [96] oder [97]. Beim Zeeman-Slower treten die Atome durch eine Art Düse in die Vakuumkammer ein, beispielsweise aus einem Ofen oder einer Gasflasche. Die hierbei relativ hohe Initialgeschwindigkeit der Atome wird durch einen entgegenlaufenden entsprechend stark rotverstimmten Lichtstrahl in Verbindung mit einem Magnetfeld, welches entlang des Atomstrahls parabelförmig abfällt, abgebremst. Das Magnetfeld wird hierbei von mehreren Spulen erzeugt, die teilweise aktiv wassergekühlt sind und mehrere 100 A führen. Die Länge der Spulenanordnung hängt von der Initialgeschwindigkeit der Atome ab und kann über 1 m betragen. In [98] wird beispielsweise ein Zeeman-Slower mit einer Länge von über 70 cm zum Abbremsen von Cäsium und Ytterbium Atomen verwendet. Den Unterschieden der Spezies wird durch Variation der Ströme der insgesamt vier Spulen sowie durch jeweils einen Laser bei 852 nm und bei 399 nm Rechnung getragen. Dementsprechend ist der technische Aufwand zum Betrieb eines Zeeman-Slowers vergleichsweise hoch.

Für den Fall, dass die Initialgeschwindigkeit der Atome eine geringere Rotverstimmung ermöglicht und eine ausreichend große Laserleistung zugänglich ist, wird häufig auf die Laserkühlung, wie sie für die magneto-optische Falle verwendet wird, zurückgegriffen. Zur Erzeugung eines Atomstrahls wird jedoch im Gegensatz zur Falle auf eine Dimension ganz oder zur Hälfte verzichtet. Diese Konfiguration aus zwei in sich zurückreflektierten Strahlen, zusammen mit einem magnetischen Quadrupolfeld, optional in der

7. Experimente mit ultrakaltem Quecksilber

dritten Dimension ergänzt um einen weiteren Strahl, wird als 2D- beziehungsweise 2D+-MOT bezeichnet. Ein Vergleich dieser Varianten mit einer ähnlichen Konfiguration aus [99] ist in [100] zu finden.

Steht ausreichend viel optische Leistung zur Verfügung, so kann, wie beispielsweise in [101], eine mehrstufige 2D-MOT realisiert werden. Hierbei werden nicht nur zwei in sich zurückreflektierte Strahlen miteinander gekreuzt, sondern mehrere dieser Zonen in der gleichen Vakuumkammer hintereinander gebaut. Durch diesen Ansatz kann der Einfangbereich und somit die Stärke des Atomstrahls deutlich gesteigert werden.

Eine der kompaktesten Realisierungen einer 2D-MOT ist in [102] für Cäsium zu finden. Hierbei handelt es sich um eine Zelle, die abgesehen von der differentiellen Pumpstufe, komplett verschlossen ist und keine Vakuumpumpen benötigt. Die Optiken für die Kühlstrahlen sind direkt an die Zelle gebaut und werden pro Achse über eine Faser mit Licht versorgt.

Um den Aufwand für das realisierte System möglichst gering zu halten wurde sich in dieser Arbeit für eine 2D-MOT entschieden. Dafür musste zunächst eine neue Vakuumkammer aufgebaut werden, da der entsprechende Teil der bestehenden Anlage durch einen technischen Defekt nicht mehr zu verwenden war. Im Folgenden wird die neue Quellschleife sowie die Strahlführung der 2D-MOT vorgestellt und erste Messungen des Systems präsentiert.

7.1.1. Vakuumkammer

Der Aufbau der Quellschleife ist in Abbildung 7.1 als 3D-Modell dargestellt. Als Reservoir der Atome dient ein Kolben aus Edelstahl mit einem Durchmesser von 10 mm und einer Länge von 15 mm, in dessen Inneren sich das Quecksilber befindet. Der Deckel kann zum Befüllen abgeschraubt werden. Seitlich befindet sich eine M2 Durchgangsbohrung, die für den Transport mit einer Schraube verschlossen werden kann und im eingebauten Zustand zum Freigeben des atomaren Quecksilbers dient. Das Reservoir ist auf eine Stromdurchführung basierend auf einem DN 16 CF Flansch und einem soliden Kupferstab mit einem Durchmesser von 9,5 mm aufgeschraubt. Der äußere Teil der Stromdurchführung ist in einen Kupferblock eingespannt, der über ein Peltier-Element¹⁰² gekühlt wird. Die heiße Seite des Peltier-Elements ist auf einen aktiven Kühlkörper¹⁰³ montiert. Die Temperatur des Kupferblocks wird über einen eingebrachten PT1000 durch eine Temperaturregelung¹⁰⁴ kontrolliert und gesteuert. Die Kühlung des Reservoirs ist von einer genau an ihre Konturen angepassten Isolierung aus extrudiertem Polystyrol Hartschaum eingebettet, wodurch es möglich ist Temperaturen von -55°C zu erreichen. Die Durchführung mit dem Reservoir ist über einen 250 mm langen DN 16 CF Wellenschlauch¹⁰⁵ mit dem zentralen Kreuzungspunkt, einem DN 40 CF Distanzflansch¹⁰⁶ mit drei seitlichen DN 16 CF Anschlüssen, verbunden. An dem zweiten der DN 16 CF Anschlüsse ist die Ionengetterpumpe¹⁰⁷ angeschlossen, während an dem dritten über ein Ventil¹⁰⁸ der Pumpstand zum Evakuieren der Vakuumkammer angebaut ist.

Unterhalb des Kreuzungspunktes ist die differentielle Pumpstufe montiert. Sie basiert auf einem Edelstahlrohr mit einer Länge von 40 mm und einem Innendurchmesser von 2 mm bei einer Wandstärke von

¹⁰²Ferrotec GmbH 9530/228/060 B

¹⁰³Thermo Electric Devices TDEX 3358

¹⁰⁴Wavelength Electronics PTC10000

¹⁰⁵Pfeiffer Vacuum Components & Solutions GmbH
420SWN016-0250

¹⁰⁶Pfeiffer Vacuum Components & Solutions GmbH
420FDP040-3-16

¹⁰⁷Edwards GmbH 3S TiTan Ion Pump

¹⁰⁸VAT Vakuumventile AG UHV angle valve Series 284

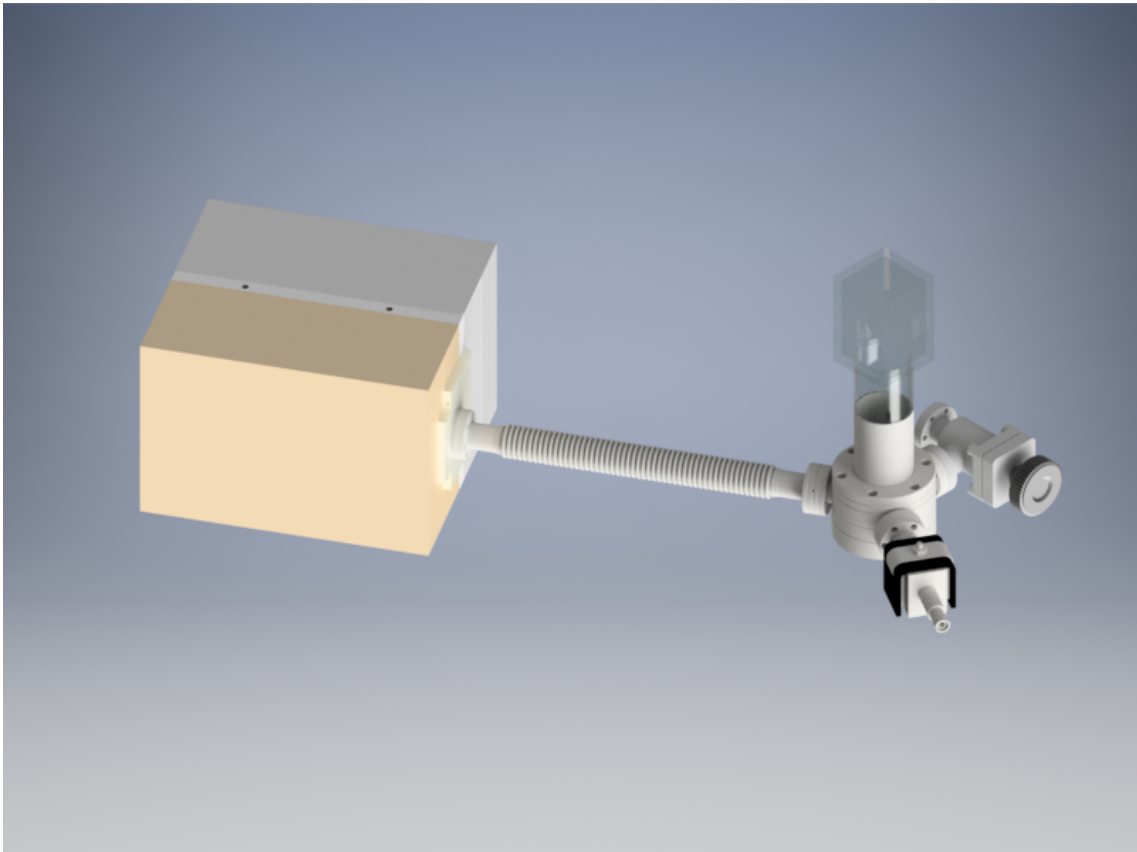


Abbildung 7.1.: Gerendertes Modell der neuen Quellkammer. Das Quecksilberreservoir mit seiner Kühlung auf der linken Seite ist über einen Balg mit dem zentralen Kreuzungspunkt verbunden. Im Hintergrund ist das Ventil zur Evakuierung der Kammer zu sehen, während im Vordergrund die Ionen-Getter-Pumpe abgebildet ist. Oberhalb des Kreuzungspunktes ist die Glaszelle zu sehen und unterhalb des Kreuzungspunktes befindet sich die differenzielle Pumpstufe.

7. Experimente mit ultrakaltem Quecksilber

0,5 mm, das mit einer passenden *Swagelok*-Aufnahme an einem einfachen Distanzflansch befestigt ist. Die differentielle Pumpstufe ist wie die Hauptkammer aus dem Aufbau von [95] übernommen.

Oberhalb des Kreuzungspunktes ist eine Glaszelle mit einer quadratischen Grundfläche montiert. Die Kantenlänge beträgt innen 40 mm und außen 48 mm, ihre Höhe ist 60 mm. Die Zelle¹⁰⁹ ist aus Quarzglas gefertigt und beidseitig mit einer Antireflektionsbeschichtung für die Wellenlängen 253,7 nm, 405 nm, 436 nm und 546 nm versehen. Über einen Zylinder, der teilweise aus Glas und teilweise aus Edelstahl besteht, ist die Zelle mit einem DN 40 CF Flansch verbunden, so dass sie ca. 100 mm über dem Kreuzungspunkt befestigt ist.

Auf dem Ventil zur Hauptkammer ist die Kombination von differentieller Pumpstufe, Kreuzungspunkt und Glaszelle mit sechs Gewindestangen befestigt. Um das nötige Drehmoment für die insgesamt drei Verbindungen möglichst gering zu halten, wurden hier vakuumgeglühte Kupferdichtungen verwendet. Die Glaszelle ist von einer Plattform aus zwei Aluminiumplatten mit einer Stärke von 20 mm umgeben. Sie beherbergt vor allem die Optiken für die Strahlführung der 2D-MOT, worauf im nächsten Abschnitt eingegangen wird. Zusätzlich sind hier auch die vier Spulen für das Quadrupolfeld der 2D-MOT gehalten. Diese bestehen jeweils aus einem rechteckigen Aluminiumrahmen aus U-Profilen, in denen 91 Windungen Kupferdraht mit einem Durchmesser von 0,8 mm gewickelt sind. Der Draht ist zur Isolierung mit Kapton beschichtet. Die jeweils gegenüberliegenden Spulen sind in Anti-Helmholtz-Konfiguration zusammengeschaltet. Jedes Spulenpaar wird über einen Kanal eines kommerziellen Labornetzteils¹¹⁰ versorgt. Der Magnetfeldgradient in vertikaler Richtung wurde für einen jeweiligen Spulenstrom von 2,0 A auf 18 G/mm bestimmt.

7.1.2. Strahlaufteilung der 2D-MOT

Im Anschluss an die in Abschnitt 5.4 beschriebene Strahlaufteilung des Lichts bei 253,7 nm und des folgenden akusto-optischen Modulators durchläuft der Teilstrahl für die 2D-MOT ein Teleskop zur weiteren Anpassung des Strahldurchmessers. Das Teleskop besteht aus einer konkaven Linse¹¹¹ mit einer Brennweite von -25 mm und einer konvexen Linse¹¹² mit einer Brennweite von 75 mm. Anschließend gelangt der Strahl über ein Periskop auf die Plattform, deren Oberfläche sich 585 mm über der Tischebene befindet. Der Aufbau auf der Plattform ist in Abbildung 7.2¹¹³ skizziert.

Nach dem Periskop durchläuft der Strahl eine $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte und einen Polarisationsstrahlteilerwürfel, wodurch die Intensität gleichmäßig auf die beiden Kühlstrahlen aufgeteilt wird. Anschließend passieren sowohl der reflektierte, wie auch der transmittierte Strahl jeweils zwei Spiegel, die zusammen die Strahlen um 90° ablenken, so dass die Strahlen jeweils senkrecht und mittig die Glaszelle durchlaufen. Davor passieren die Strahlen jeweils eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte wodurch sie für die Atome in der Glaszelle entsprechend σ^+ beziehungsweise σ^- Polarisierung annehmen. Nach dem Durchqueren der Glaszelle durchlaufen die Strahlen jeweils wieder eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte bevor sie auf einen Spiegel treffen, der sie mit sich selbst überlagert zurück reflektiert. Der vierte Ausgang des Polarisationsstrahlteilerwürfels ist mit einer Strahlfalle versehen.

¹⁰⁹JapanCell Co., Ltd.

¹¹⁰Hameg HM 7044

¹¹¹Thorlabs Inc. LC4210-UV

¹¹²Thorlabs Inc. LA4327-UV

¹¹³Erstellt unter Verwendung der ComponentLibraray
für Inkscape von Alexander Franzen.

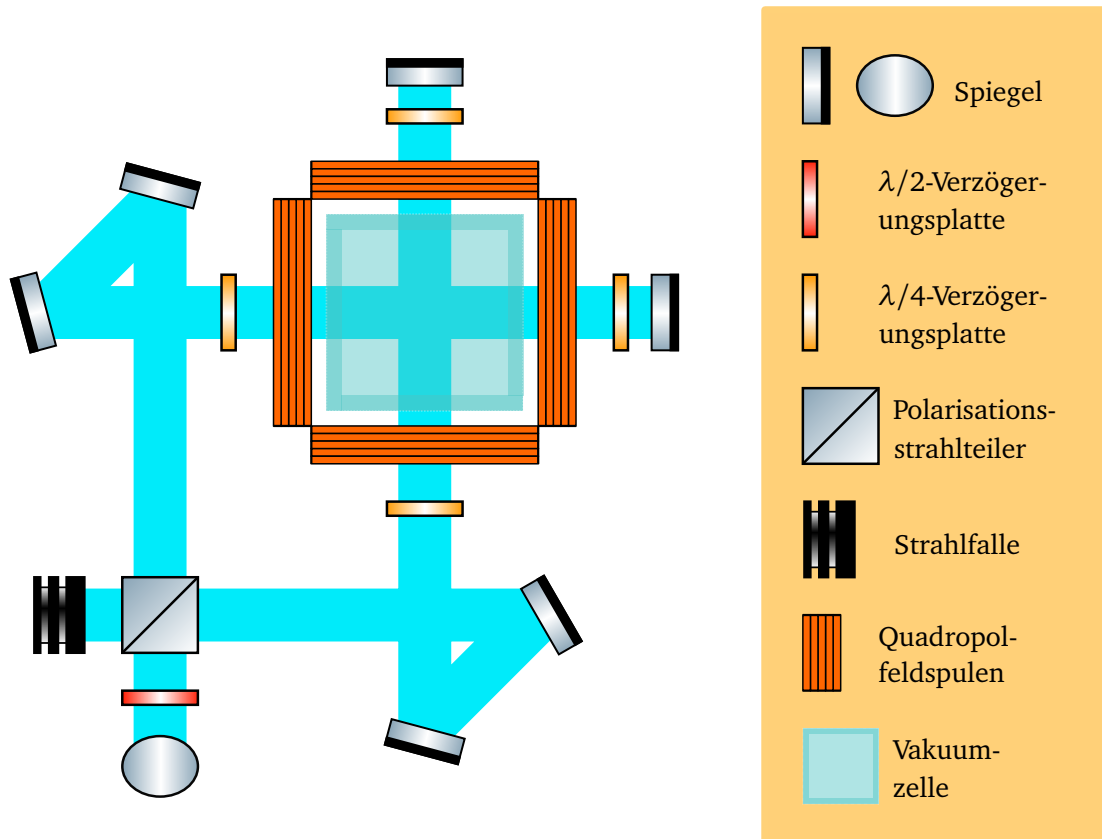


Abbildung 7.2.: Skizze des Aufbaus auf der Plattform der 2D-MOT inklusive Strahlengang, Magnetfeldspulen und Vakuumszelle.

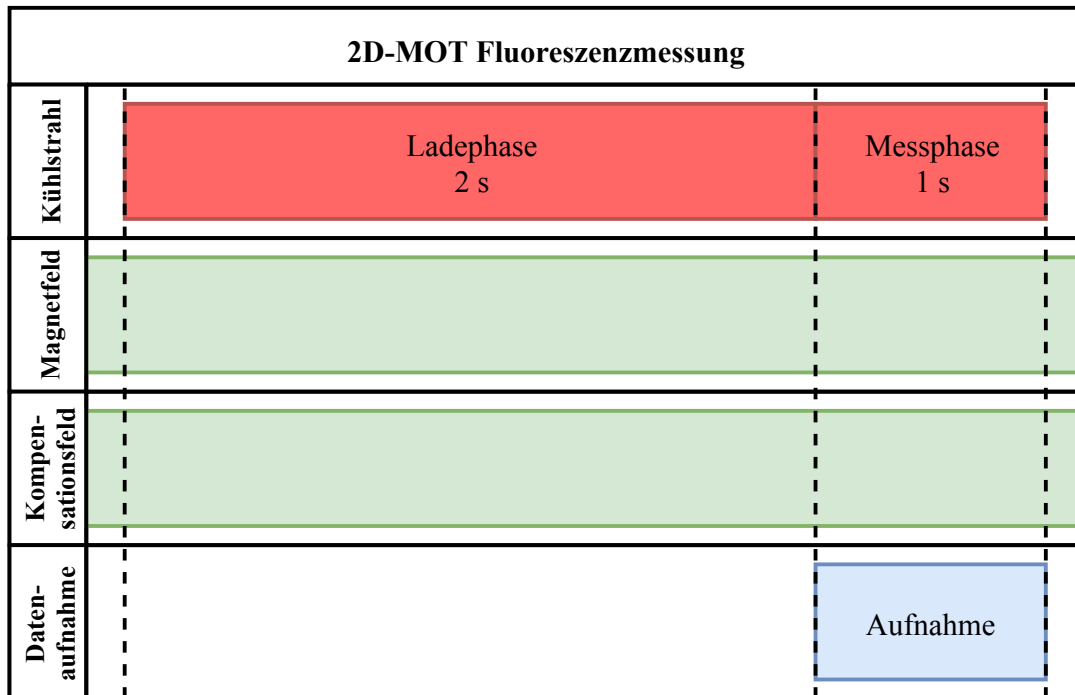


Abbildung 7.3.: Schematische Darstellung des Ablaufs einer Fluoreszenzmessung.

7.1.3. Fluoreszenzmessungen bei verschiedenen Magnetfeldern

Im Betrieb der Vakuumkammer konnte ein Druck von weniger als $8 \cdot 10^{-8}$ mbar erreicht werden. Während den Messungen wurde durch das Aufheizen des Quecksilberreservoirs der Druck teilweise auf bis zu $1 \cdot 10^{-6}$ mbar angehoben.

Zur Charakterisierung des Atomstrahls der 2D-MOT wurde die Fluoreszenz mittig über der Glaszelle mit einer Photodiode¹¹⁴ detektiert. Diese ist mit einer einfachen Transimpedanzverstärkerschaltung basierend auf der OneEuro-Platine von TEM-Messtechnik GmbH versehen. Deren Bestückung wurde auf eine möglichst große Verstärkung des schwachen Fluoreszenzsignals mit dem Photodiode Circuit Design Wizard von Analog Devices Inc. berechnet [81].

Das so gewonnene Signal wurde anschließend mit einem kommerziellen rauscharmen Vorverstärker¹¹⁵ um den Faktor 1000 verstärkt und hochfrequente Störungen aus dem Labor herausgefiltert. Das aufbereitete Signal wurde über eine Messkarte¹¹⁶ in den Computer eingelesen. Für die Messungen wurde ein Steuerungsprogramm¹¹⁷ geschrieben, das die Verstimmung der Kühlstrahlen durch den AOM in Schritten von 250 kHz über die Resonanz fährt. Der Ablauf einer Messung ist in Abbildung 7.3 schematisch dargestellt. Pro Messpunkt wird jeweils 3 s lang Licht der entsprechenden Verstimmung eingestrahlt, wobei nur über die letzte Sekunde die Fluoreszenz mit 20 Hz gemessen wird. Zur Auswertung wird über die 20 Messpunkte gemittelt und deren Streuung bestimmt.

¹¹⁴Thorlabs Inc. FGAP71

¹¹⁵Stanford Research Systems SR560

¹¹⁶National Instruments PCI-6241

¹¹⁷National Instruments LabView 2011

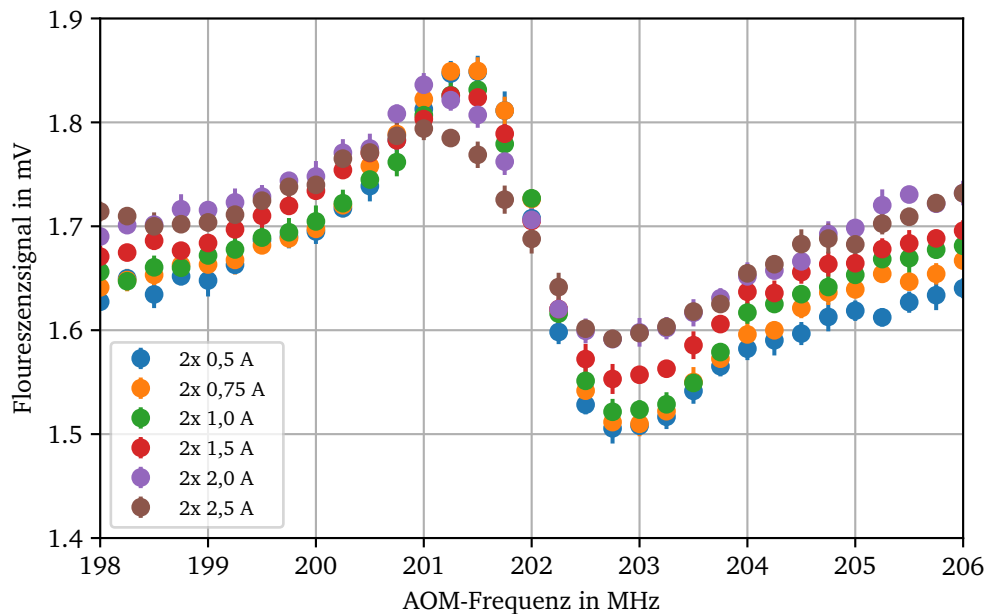


Abbildung 7.4.: Fluoreszenzmessung an ^{202}Hg in der 2D-LadeMOT bei verschiedenen Magnetfeldstärken.

In Abbildung 7.4 sind Fluoreszenzmessungen bei verschieden starkem Magnetfeld dargestellt. Die Magnetfeldstärke wurde über den Spulenstrom von 0,5 A bis zu 2,5 A variiert und die AOM-Frequenz jeweils von 198 MHz bis 206 MHz abgefahren. Aufgrund einer Störung in der Steuerung des Spektroskopie-AOMs infolge eines Blitzeinschlags war die Resonanzfrequenz für diese Messreihe auf 202,1 MHz statt der eigentlichen 200,65 MHz eingestellt. Bei den Messungen zeigte sich bei Frequenzen unterhalb der Resonanz ein Anstieg der Fluoreszenz bei Reduktion der Rotverstimmung bis zu einem Wert von ca. 650 kHz. Dies ist darauf zurückzuführen, dass sich durch die zweidimensionale Kühlung in der Mitte Atome konzentrieren und dadurch der gewünschte Atomstrahl gebildet wird. Wird die Verstimmung noch weiter reduziert oder wechselt sogar das Vorzeichen, werden die Atome aus dem Fallenzentrum heraus gedrückt. Es ergibt sich ein deutlicher Einbruch in der Fluoreszenz. Für große Verstimnungen zeigt sich oberhalb wie auch unterhalb der Resonanz ein ähnlich starkes Signal. Beim Vergleich der Messreihen bei verschiedenen Spulenströmen zeigt sich, dass bei 0,5 A und 0,75 A das Fluoreszenzsignal am stärksten ist. Daher wurden für weitere Experimente Spulenströme von 0,75 A verwendet.

Nach mehreren vergeblichen Versuchen einen Einfluss der 2D-MOT auf das Ladeverhalten der 3D-MOT zu beobachten, musste festgestellt werden, dass die übernommene Hauptkammer nicht waagrecht aufgebaut wurde. Für die Quellschleife mit ihrer differentiellen Pumpstufe und für das Konzept zur Justage der Kühlstrahlen wurde dies jedoch vorausgesetzt. Als Konsequenz ist der Atomstrahl zur Achse durch die differenzielle Pumpstufe und das Fallenzentrum deutlich verkippt und ein Ausgleich dieser Verkipfung durch eine Änderung der Kühlstrahlen ist nicht möglich. Für ein Laden der 3D-MOT aus dem Atomstrahl der 2D-MOT wäre eine Ausrichtung der Hauptkammer sowie eine Anpassung der Quellschleife notwendig.

7.2. Die 3D-MOT

Nach dem Aufbau und der Charakterisierung der 2D-MOT wurde die 3D-MOT in Betrieb genommen. Im Folgenden soll diese zunächst beschrieben und anschließend charakterisiert werden. Dazu wurde das Ladeverhalten anhand des Isotops ^{202}Hg untersucht. Die Temperatur der gefangenen Atomwolke wurde mittels einer Flugzeitmessung bestimmt. Abschließend konnten die sechs häufigsten Quecksilberisotope gefangen werden.

7.2.1. Aufbau der Falle

Für die Hauptkammer des Experiments wurde auf die Vakuumkammer aus [95] zurückgegriffen, daher soll hier nicht weiter darauf eingegangen werden. Vor Abschluss des Aufbaus des Lasersystems ist das in die Hauptkammer integrierte Glühkathoden-Ionisationsmanometer¹¹⁸ ausgefallen, da die Lebenszeit der Haupt- sowie der Reservekathoden überschritten wurde. Da auch über den Strom der Ionengetterpumpe¹¹⁹ eine Aussage über den Druck in der Hauptkammer getroffen werden kann, wurde aus Zeitgründen auf einen Austausch der Kathoden verzichtet. Mit dem Vakuumsystem konnten in der Hauptkammer während der Experimente Drücke von ca. $9,0 \cdot 10^{-9}$ mbar erreicht werden.

Der Strahlengang der Kühlstrahlen der 3D-MOT ist in Abbildung 7.5¹²⁰ schematisch dargestellt. Hierbei wurde auf den Teil des ersten und des dritten Kühlstrahls, der die Zeichenebene verlässt und diagonal durch die Hauptkammer verläuft, zugunsten der Übersichtlichkeit verzichtet.

Ähnlich zum Aufbau der 2D-MOT durchläuft der Teilstrahl für die 3D-MOT nach der in Abschnitt 5.4 beschriebenen Aufteilung der Lichtleistung bei 253,7 nm ein Teleskop. Dieses ist aus einer konkaven Linse mit einer Brennweite von -40 mm und einer konvexen Linse mit einer Brennweite von 100 mm aufgebaut und erhöht den Strahldurchmesser der Kühlstrahlen auf $5,5$ mm. Direkt hinter dem Teleskop beginnt die Strahlaufteilung der Kühlstrahlen. Dazu passiert der Strahl zwei aufeinanderfolgende Kombinationen aus jeweils einer $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte und einem Polarisationsstrahlteilerwürfel, an denen die Lichtleistung gleichmäßig auf die einzelnen Teilstrahlen verteilt wird. Der erste Teilstrahl sowie der letzte durch einen Spiegel abgelenkte Teilstrahl gelangt unter die Vakuumkammer und wird dort jeweils durch ein Spiegelpaar diagonal von unten nach oben durch die Vakuumkammer geleitet. An den jeweiligen unteren ebenso wie an den oberen Vakuumfenstern sind $\lambda/4$ -Verzögerungsplatten an der Kammer angebracht. An den oberen Vakuumfenstern sind am verbauten Stangensystem hinter den Verzögerungsplatten Rückreflexspiegel befestigt, welche die Kühlstrahlen in sich selbst zurück werfen. Der zweite Teilstrahl gelangt nach dem Polarisationsstrahlteilerwürfel über ein Periskop auf Höhe des Fallenzentrums. Der obere Spiegel des Periskops ist über ein Stangensystem am Vakuumfenster befestigt. An dem Stangensystem ist wie bei den diagonalen Strahlen eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte vor dem Fenster angebracht. Auf der gegenüberliegenden Seite ist ebenso ein Stangensystem angebracht, welches auch hier zunächst eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte und anschließend einen Rückreflexspiegel trägt. Die Halterungen der Stangensysteme dienen entlang dieser Achse zusätzlich für die Befestigung der Quadrupolspulen der 3D-MOT. Diese werden über den Wasserkühlkreislauf des Instituts aktiv gekühlt und mit einem Netzteil¹²¹, das bis zu 100 A bei maximal 30 V liefern kann, betrieben.

¹¹⁸Varian Inc. UHV24-Ion Gauge

¹¹⁹Varian Inc. VacIon Plus 75 StarCell

¹²⁰Erstellt unter Verwendung der ComponentLibraray für *Inkscape* von Alexander Franzen.

¹²¹Delta Elektronik SM 30-100

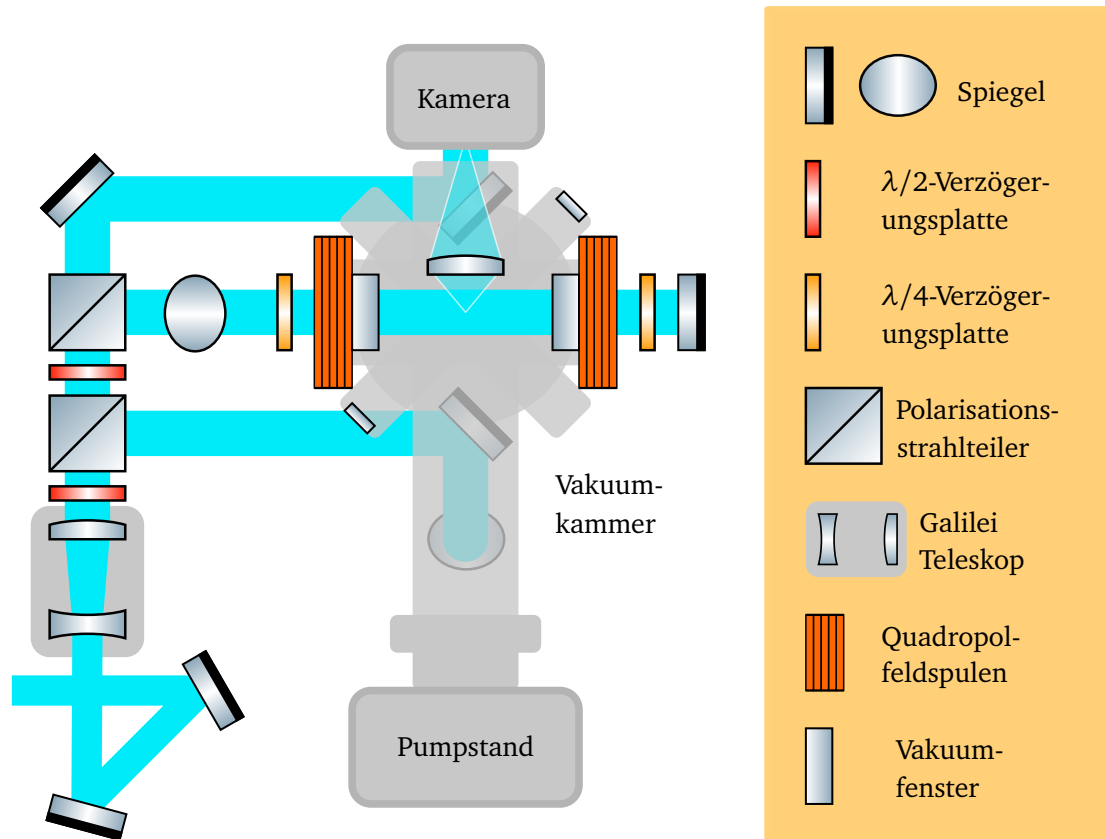


Abbildung 7.5.: Skizze des Aufbaus der 3D-MOT inklusive Strahlengang und Vakuumkammer. Bei den Kühlstrahlen wurde auf die schräg durch die Vakuumkammer laufenden Strahlen sowie die sechs Kompensationsspulen der Übersicht halber verzichtet. Für eine detailliertere Beschreibung der Vakuumkammer sei auf [95] verwiesen.

7. Experimente mit ultrakaltem Quecksilber

Zur Detektion der gefangenen Atome wird die Wolke durch ein invertiertes Vakuumfenster über eine Linse mit einer Brennweite von 75 mm auf eine UV sensitive *Electron Multiplying Charge Coupled Device (EMCCD)* Kamera¹²² abgebildet. Da das Vakuumfenster unbeschichtet ist, hat die Abbildung eine Transmission von 90 %. Die Kamera hat laut Datenblatt bei 253,7 nm eine Quanteneffizienz von 35 %. Für weitere Details zur Abbildung und Auflösung sei hier auf [95] verwiesen. Die EMCCD-Kamera selbst basiert auf einem Sensor mit 512 x 1024 Pixeln von denen die oberen 512 Zeilen lichtsensitiv sind, während die unteren 512 Pixel unempfindlich gegenüber Licht sind. In diese wird die Ladung der lichtsensitiven Pixel nach der Belichtung transferiert und zur Auslesung zwischengespeichert. Dieses Verfahren wird als *frame-transfer* oder *frame-store* bezeichnet. Zum Auslesen wird jeweils eine Zeile wahlweise in das Standard-Register oder in das erweiterte Multiplikationsregister übertragen. Das Standard-Register wird über einen rauscharmen Messverstärker ausgelesen, während die Pixel des Multiplikationsregisters noch auf dem Sensor über einen regelbaren Avalanche Verstärker verstärkt werden können und erst anschließend einzeln ausgelesen werden. Diese Avalanche Verstärkung wird über eine geregelte Hochspannungsquelle gesteuert und ermöglicht es selbst bei sehr kurzen Belichtungszeiten oder sehr schwachen Signalen, das Rauschen der Ausleseelektronik zu übersteigen und so messbare Signale zu erhalten. Die Verstärkung geht jedoch deutlich auf Kosten des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses. Das Multiplikationsregister spielte vor allem bei den Temperaturmessungen in Abschnitt 7.2.3 eine entscheidende Rolle. Die einzelnen Pixel des jeweils verwendeten Registers werden anschließend über einen 16-bit Analog-zu-Digital-Wandler ausgelesen und an den Computer übertragen. Dort werden die Daten der Messreihe von der Kamera-Software in einer einzelnen Datei aus aufeinanderfolgenden Bildern gespeichert. Zur Reduktion der Dunkelereignisse des Sensors wird dieser durch ein integriertes Peltier-Element auf eine Temperatur von $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$ gekühlt. Tieferen Temperaturen von bis zu $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$, wie in der Betriebsanleitung zu finden, sind leider nicht mehr erreichbar. Dies wird auf das Alter der Kamera zurückgeführt. Zum Schutz der UV sensitiven Beschichtung des Sensors ist vor der Kamera ein externer Verschluss¹²³ angebracht. Dieser wird vor Beginn eines Experiments geöffnet und verbleibt während der gesamten Messzeit offen, da das Öffnen und Schließen des Verschlusses die Stabilität der zweiten Frequenzverdopplungsstufe beeinträchtigt. Die Kamera wird über ein TTL-Signal ausgelöst, welches von der Steuerung der AOMs über einen frei konfigurierbaren Digitalausgang ausgegeben wird. Zu dem gesendeten Impuls hat die eigentliche Aufnahme einen zeitlichen Versatz von 8 ms. Dieser ist technisch bedingt und der Anleitung der Kamera entnommen. Er wird in der Programmierung des Experimentablaufs berücksichtigt, wie in der schematischen Darstellung des Ablaufs einer Fluoreszenzmessung in Abbildung 7.6 gezeigt.

Bevor Experimente durchgeführt werden können, müssen zunächst die Netzteile der Kompensationsspulen sowie des Quadrupolfeldes eingeschaltet und die Spulen mit Strom versorgt werden. Auch das Einschalten der Wasserkühlung der Quadrupolspulen ist unerlässlich für den Betrieb. Soll eine Fluoreszenzmessung durchgeführt werden, muss sichergestellt sein, dass das Lasersystem auf den Kühlübergang des zu fangenden Isotops stabilisiert ist und die Kamera nach dem Einschalten ihre Betriebstemperatur erreicht hat. Für die Charakterisierung der Falle wurden zwei Steuerungsprogramme geschrieben, die schematisch jedoch gleich sind und sich nur im variierten Parameter unterscheiden. Es wird für jede Messung ein Ablauf in die Steuerung der AOMs einprogrammiert und gestartet.

Eine Fluoreszenzmessung ist in drei Phasen unterteilt. Zu Beginn werden in der Ladephase die Kühlstrahlen bei einer variablen Frequenz sowie über eine alternativ zu variierende Zeitspanne von bis zu 5 s eingestrahlt. Das Ziel dieser Phase ist es, möglichst viele Atome zu fangen. Anschließend folgt eine Kühlphase, bei der die Rotverstimung der Kühlstrahlen deutlich reduziert ist. Auf diese Weise werden zwar weniger Atome

¹²²Princeton Instruments PhotonMax 512B

¹²³Uniblitz VS25S1S1 Shutter

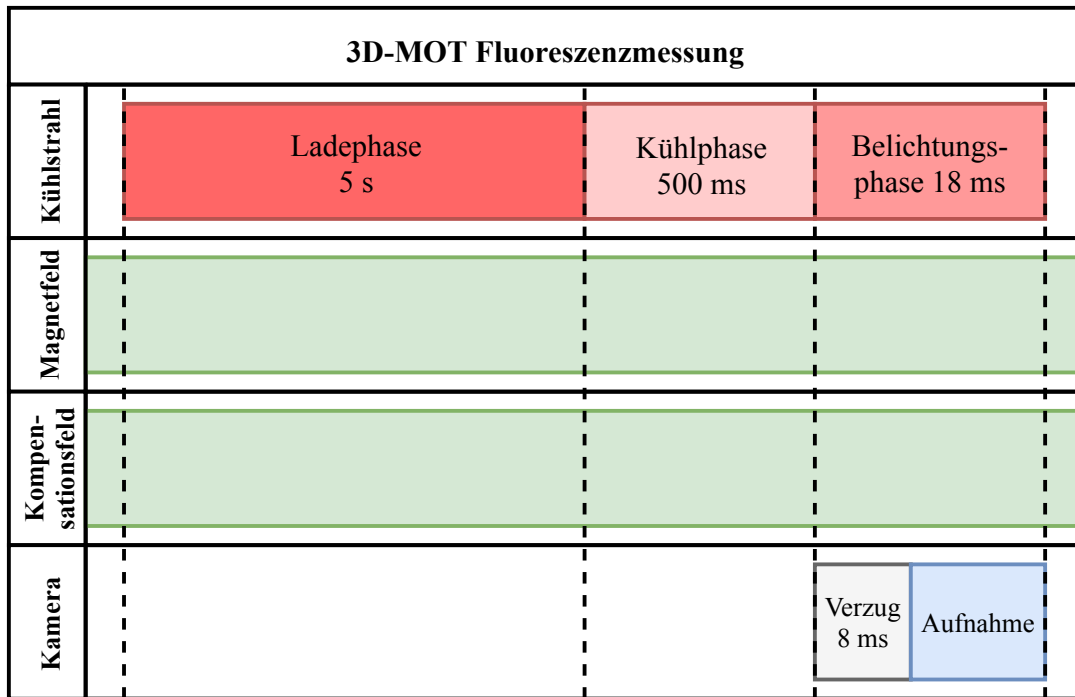


Abbildung 7.6.: Schematische Darstellung des Ablaufs einer Fluoreszenzmessung.

gefangen, die bereits gefangenen Atome erreichen jedoch deutlich tiefere Temperaturen. Diese Phase kann maximal 1 s betragen¹²⁴. Abschließend folgt eine Belichtungsphase oder Detektionsphase, bei der die Kamera ausgelöst wird und für die eingestellte Belichtungszeit Photonen detektiert. Die Kamera wird typischerweise für 100 ms belichtet und ihr Sensor wird über das Standard-Register ohne Verstärkung ausgelesen.

Zur Auswertung einer Fluoreszenzmessung wird für die Bestimmung der Atomzahl an das aufgenommene Bild eine zweidimensionale Normalverteilung angepasst. Ein so gemessenes Bild ist als Falschfarbenkontur zusammen mit der zweidimensionalen Normalverteilung in Abbildung 7.7 dargestellt. An den Seiten sind jeweils Schnitte durch die Kontur sowie der angepassten Verteilung gezeigt. Es wird deutlich, dass die Übereinstimmung zwischen Model und Bild sehr gut ist.

Durch die Integration über die Normalverteilung lässt sich die Zahl der detektierten Ereignisse N bestimmen, auf deren Grundlage sich die Atomzahl berechnen lässt. Die Atomzahl N_{Atome} ergibt sich aus der eigentlichen Streuung des Kühllichts an den Atomen, dem detektierten Raumwinkel sowie den Eigenschaften der Kamera durch

$$N_{\text{Atome}} = \frac{1}{t_{\text{Bel}} \gamma_S} \times \frac{4\pi}{\Omega} \times \frac{1}{\eta_Q V T} \times N \quad (7.1)$$

¹²⁴Die maximalen Zeitspannen der Phasen sind technisch durch die kommerzielle Steuerung der AOMs vorgegeben. Diese arbeitet in variablen Zeitblöcken, die jedoch

maximal eine Länge von einer Sekunde haben können. Für die Ladephase wird deren Dauer beispielsweise auf 5 Blöcke verteilt.

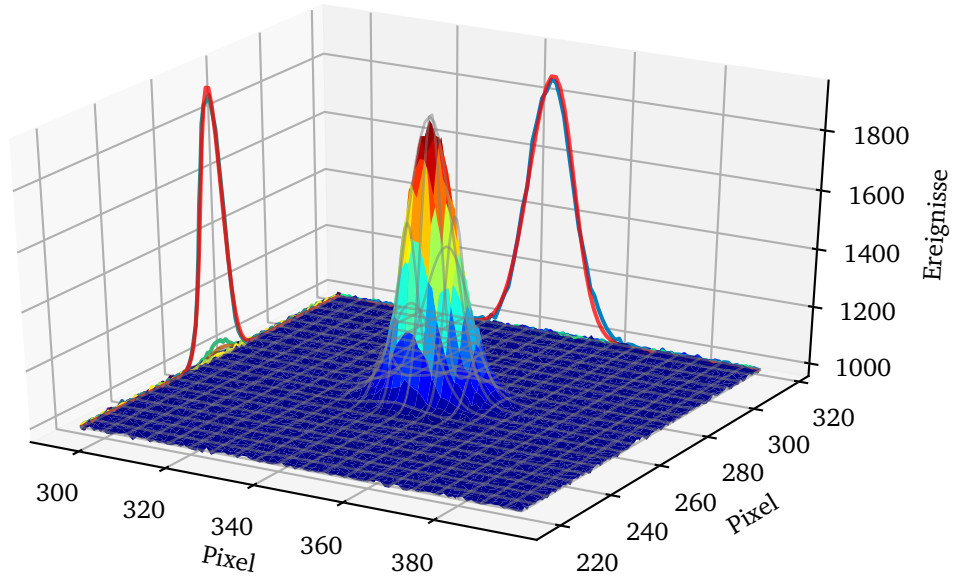


Abbildung 7.7.: Darstellung der Kameraaufnahme einer Fluoreszenzmessung als Falschfarbenkontur mit einer angepassten zweidimensionalen Normalverteilung. An den Stirnseiten sind die Schnitte durch die Kontur projiziert.

wobei t_{Bel} die Belichtungszeit, γ_S die Photonenstreureate und Ω der detektierte Raumwinkel sind, während η_Q die Quanteneffizienz und V die eingestellte integrierte Verstärkung der Kamera und T die Transmission des Abbildungssystems berücksichtigen. Die Photonenstreureate ist wiederum gegeben durch

$$\gamma_S = \frac{\gamma}{2} \times \frac{s_0}{s_0 + 1 + \left(\frac{2\delta}{\gamma_{nat}}\right)^2}. \quad (7.2)$$

Hierbei ist γ die Übergangsrate des Kühlübergangs, $s_0 = \frac{I}{I_S}$ der Sättigungsparameter, der auf der Intensität I und der Sättigungsintensität des Kühlübergangs I_S basiert, während δ die Verstimmung des Kühlstrahls zur atomaren Resonanz und γ_{nat} die natürliche Linienbreite des Kühlübergangs sind. Durch die angepasste Normalverteilung lässt sich zusätzlich die Ausdehnung der Atomwolke bestimmen und darüber zusammen mit der Atomzahl die Atomdichte berechnen. Mit den physikalischen Eigenschaften des Kühlübergangs zusammen mit dem detektierten Raumwinkel $\Omega = \frac{\pi}{2500}$ sowie den Einstellungen und Eigenschaften der Kamera ergibt sich für eine Messung wie in 7.7 eine Atomzahl von $N_{Atome} = (137 \pm 2) \times 10^3$. Aus dem Abbildungsverhältnis von 48,76 Pixeln zu 1 mm ergibt sich für die Atomdichte ρ ein Wert von $5,5 \cdot 10^9 \text{ 1/cm}^3$.

Die erzielten Ergebnisse sind im Vergleich zu den $3,2 \cdot 10^6$ Atomen aus [95] oder zu den $2 \cdot 10^6$ Atomen aus [24] eine Größenordnung geringer. Dies wird auf die Probleme im Betrieb der 2D-MOT zurückgeführt. Ebenso ist die Atomdichte im Vergleich zu $4,8 \cdot 10^{10} \text{ 1/cm}^3$ aus [95] um diese Größenordnung geringer.

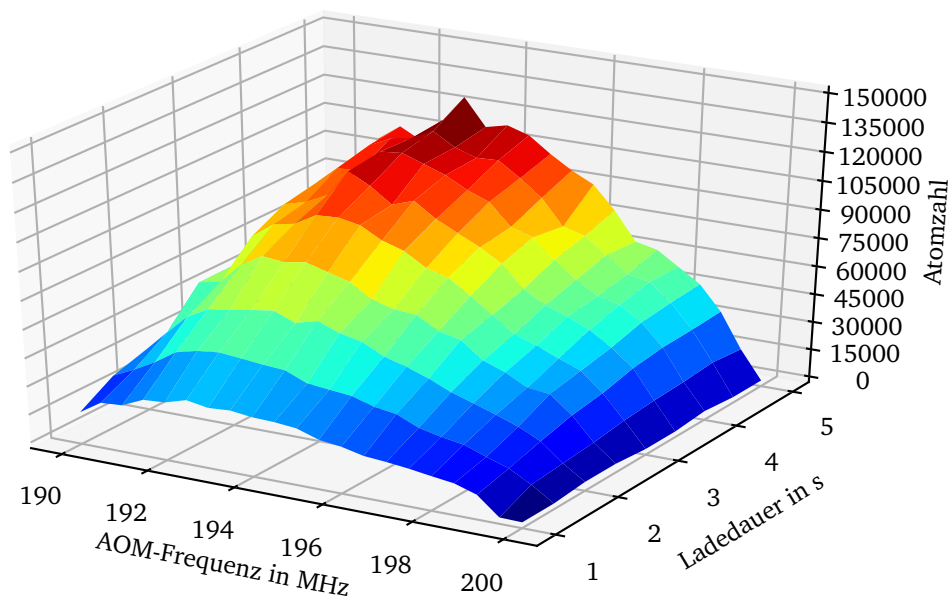


Abbildung 7.8.: Atomzahl der Wolke in Abhängigkeit der eingestellten AOM-Frequenz sowie der Dauer der Ladephase.

7.2.2. Messungen an ^{202}Hg zur Charakterisierung der Falle

Aufbauend auf den zuvor beschriebenen Fluoreszenzmessungen wurde die magneto-optische Falle bezüglich ihres Ladeverhaltens untersucht. Dazu wurden mehrere Messreihen bei verschiedenen Dauern der Ladephase aufgenommen. Die Dauer wurde von 1 s bis auf 5 s in Schritten von 0,5 s erhöht und jeweils eine Aufnahme bei AOM-Frequenzen von 190 MHz bis 200 MHz in Schritten von 500 kHz gemacht. Das Ergebnis dieser Messreihen ist in Abbildung 7.8 als dreidimensionale Kontur dargestellt.

Es zeigt sich, dass die meisten Atome bei einer AOM-Frequenz von (193.00 ± 0.25) MHz geladen werden. Dies entspricht einer Rotverstimmung von $(7,60 \pm 0,25)$ MHz. Die Laderate R sowie die Lebensdauer τ der Atome N in der Falle können unter der Annahme, dass der dominante Verlustkanal Stöße zwischen gefangenen Atomen und thermischen Atomen aus dem Hintergrundgas ist, nach [103] durch die Relation

$$N(t) = R \times \tau \times (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (7.3)$$

ermittelt werden. Durch eine Anpassung von Formel 7.3 an die Ergebnisse aus Abbildung 7.8 für eine AOM-Frequenz von 193 MHz ergibt sich eine Laderate von $(37,8 \pm 2,2) \times 10^3 \text{ 1/s}$ und eine Lebensdauer der Atome von $(5,87 \pm 1,16) \text{ s}$. Die geringe Laderate ist durch die geringe Verfügbarkeit der Quecksilberatome in der Hauptkammer begründet. Die Lebensdauer der Atome in der Falle ist im Vergleich zu [95] ca. sechsmal so hoch, was durch den deutlich geringeren Druck in der Hauptkammer zu erwarten war.

Als weitere Einflussgröße auf das Ladeverhalten wurden Messreihen bei verschiedenen Magnetfeldern durchgeführt. Dazu wurde der Strom der Quadrupolspulen auf 25 A, 30 A und 35 A eingestellt und jeweils

7. Experimente mit ultrakaltem Quecksilber

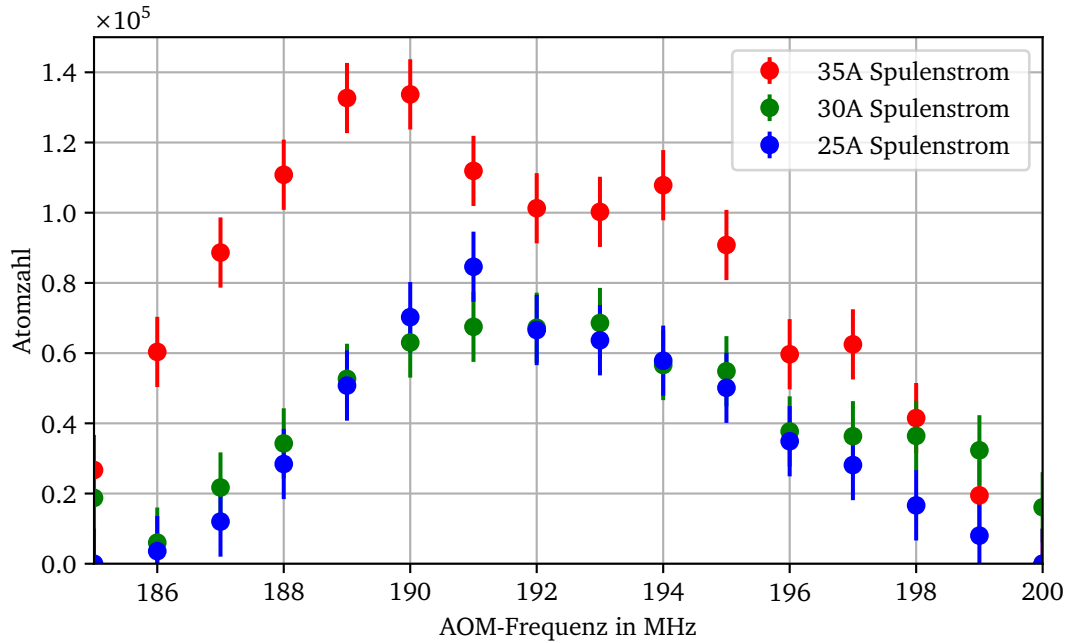


Abbildung 7.9.: Ladeverhalten in Abhängigkeit der Kühlfrequenz bei verschiedenen Quadropolfeldstärken.

Aufnahmen bei AOM-Frequenzen von 185 MHz bis 200 MHz in Schritten von 1,0 MHz gemacht. Die Ergebnisse dieser Messreihen sind in Abbildung 7.9 dargestellt.

Zwischen den Verläufen bei 25 A und bei 30 A liegt der Unterschied im Rahmen der Messgenauigkeit. In beiden Fällen liegen die Maxima jeweils bei 193 MHz. Im Vergleich dazu werden bei einem Strom von 35 A bei fast jeder Frequenz mehr Atome gefangen. Es fällt auf, dass das Maximum sich zu einer AOM-Frequenz von 190 MHz verschiebt und somit deutlich heißere Atome gefangen werden können. Da zur Zeit keine Möglichkeit besteht den Spulenstrom zu schalten und es so bei einem Strom von 35 A an der Befestigung trotz Wasserkühlung zu Temperaturen von deutlich über 60 °C kommt, wurde für alle weiteren Messungen nur ein Strom von 30 A verwendet.

7.2.3. Temperaturbestimmung der Ensembles

Zur weiterführenden Charakterisierung der magneto-optischen Falle wurde die Temperatur der Atomwolke durch eine Flugzeitmessung, engl. *Time of Flight*, bestimmt. Hierbei werden nach dem Fangen und Kühlen der Atome die Kühlstrahlen kurzzeitig abgeschaltet, so dass die Atomwolke in dieser Zeit frei expandieren kann. Nach dieser Expansionsphase, deren Dauer in einer Messreihe variiert wird, findet die Belichtungsphase statt. Hierbei ist zu beachten, dass sich während dieser möglichst kein Einfluss auf die Ausdehnung der Wolke ergeben sollte. Typischerweise wird daher ein Absorptionsbild der Atomwolke aufgenommen, da hierzu nur eine Belichtungszeit deutlich kleiner einer Millisekunde benötigt wird. Für eine detailliertere Beschreibung des Verfahrens der *Time of Flight*-Messung sowie alternative Möglichkeiten der Temperaturbestimmung sei hier auf [104] verwiesen.

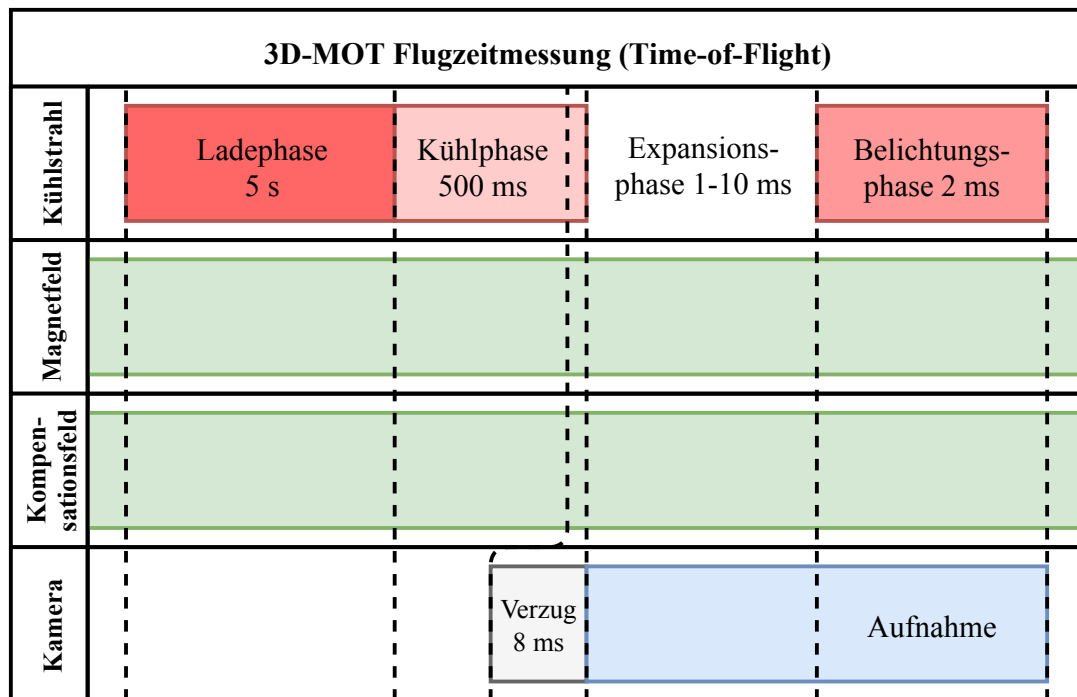


Abbildung 7.10.: Schematische Darstellung des Ablaufs einer Flugzeitmessung.

Da beim Aufbau der Hauptkammer seinerzeit [105] der Pumpstand gegenüber der Kamera angebracht wurde, war die Möglichkeit von Absorptionenaufnahmen für diese Arbeit nicht gegeben. Daher musste ein Weg gefunden werden auch hier für die Detektion auf Fluoreszenzaufnahmen zurückgreifen zu können. Mit der zuvor verwendeten Einstellung der Kamera ist es erforderlich, eine Belichtung von mehreren zehn Millisekunden zu verwenden, um ein kontrastreiches Bild zu erhalten. In Verbindung mit dem permanent vorhandenen Quadrupolfeld musste festgestellt werden, dass selbst nach einer 10 ms langen Expansionszeit über diese Belichtungszeit die Atomwolke durch das Lichtfeld wieder in ihre ursprüngliche Ausdehnung zurückfindet. Somit konnte effektiv kein Einfluss durch eine Expansionsphase beobachtet werden.

Um die Belichtungszeit möglichst stark zu reduzieren, wurden die internen Verstärker der Kamera verwendet. Das heißt sowohl der Vorverstärker des Analog-zu-Digital-Wandlers als auch die direkte Verstärkung der einzelnen Pixel wurden bei maximaler Verstärkung betrieben. Dadurch war es möglich, die Belichtungszeit auf 2 ms zu reduzieren. Diese große Verstärkung geschieht jedoch auf Kosten des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses.

Der verwendete Ablauf der Experimente ist in Abbildung 7.10 dargestellt. Auch für diese Messreihe wurde ein Programm¹²⁵ geschrieben, das für jede Messung die entsprechenden Verstimmungen und Längen der Phasen in die Steuerung der AOMs programmiert.

Der Ausgangspunkt für die Messreihe bildet der Versuchsablauf zur Atomzahlbestimmung, wie in Abschnitt 7.2.1 beschrieben. Die Ladezeit und die Verstimmung der Kühlstrahlen während der Ladephase wurden so gewählt, dass die größtmögliche Atomzahl zur Verfügung stand. Zusätzlich zur Ladephase mit ihrer

¹²⁵National Instruments GmbH LabView 2011

7. Experimente mit ultrakaltem Quecksilber

großen Verstimmung von 7,6 MHz wurde im Anschluss daran noch über 500 ms eine Kühlphase mit deutlich reduzierter Verstimmung von 1,6 MHz ergänzt. Diese zeigte in zuvor durchgeführten Messungen keinen Einfluss auf die erzielte Atomzahl der Wolke. Die Expansionsphase wurde von 1 ms bis 10 ms in 1 ms Schritten variiert.

In Abbildung 7.11 ist eine Aufnahme mit einer Flugzeit von 3 ms dargestellt. Für die Auswertung der einzelnen Messungen wurden jeweils die Zeilen für die horizontale Ausdehnung und die Spalten für die vertikale Ausdehnung aufsummiert und jeweils eine Normalverteilung angepasst, wie an den Stirnseiten gezeigt. Es wird deutlich, dass trotz des geringen Signal-zu-Rausch-Verhältnisses durch die Summation noch eine Aussage über die Ausdehnung der Atomwolke getroffen werden kann.

Zur Bestimmung der Temperatur T der Atomwolke wurde zunächst aus den Quadraten der Ausdehnungen σ_{vertikal} und $\sigma_{\text{horizontal}}$ über dem Quadrat der Expansionszeit t^2 das Quadrat der mittleren Geschwindigkeit des Ensembles entlang der entsprechenden Richtung

$$v_{\text{vertikal/horizontal}}^2 = \frac{\sigma_{\text{vertikal/horizontal}}^2}{t^2} \quad (7.4)$$

bestimmt. Die Ergebnisse der Messreihe inklusive der angepassten Geraden für die Geschwindigkeiten sind in Abbildung 7.12 dargestellt.

Aus der jeweiligen mittleren Geschwindigkeit $v_{\text{vertikal/horizontal}}$ kann basierend auf der Energieerhaltung von kinetischer sowie thermischer Energie $E_{\text{kinetisch}} = E_{\text{thermisch}}$ die jeweilige Temperatur berechnet werden. Aus $\frac{1}{2}m\bar{v}^2 = \frac{f}{2}k_B T$, mit der Masse eines Atoms m , dem Quadrat der mittleren Geschwindigkeit \bar{v}^2 des Ensembles sowie der Zahl der Freiheitsgrade $f = 1$ und der Boltzmann-Konstanten k_B folgt für die Temperatur $T = \frac{m}{k_B}\bar{v}^2$. Somit ergibt sich für die vertikale beziehungsweise horizontale Temperatur $(81 \pm 4) \mu\text{K}$ sowie $(57 \pm 4) \mu\text{K}$. Diese Temperaturen sind vergleichbar mit der in [24] veröffentlichten Temperatur von $100 \mu\text{K}$.

Da die in Abschnitt 6.3 ermittelte Halbwertsbreite der Absolutfrequenzstabilisierung des Systems nur geringfügig kleiner ist als die für die minimal erreichbare Temperatur der Atome benötigte Rotverschiebung, war zu erwarten, dass die erzielte Temperatur der Atomwolke oberhalb des Dopplerlimits von $33 \mu\text{K}$ liegt.

7.2.4. Fangen und Kühlen der verschiedenen Isotope

Zur abschließenden Überprüfung der Möglichkeiten des Systems wurde versucht, die Kühlübergänge aller Isotope von Quecksilber zu spektroskopieren und, sofern dies gelang, die entsprechenden Isotope in einer Atomwolke zu fangen. Es konnten alle Übergänge der sechs häufigsten Isotope in der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie untersucht und darauf stabilisiert werden. Nur der Übergang des seltensten Isotops ^{196}Hg mit einer relativen Häufigkeit von 0,15 % konnte mit der bestehenden Gaszelle nicht aufgelöst und daher auch nicht zur Stabilisierung verwendet werden. Für die so zugänglichen Isotope wurden anschließend sowohl Ladekurven aufgenommen als auch bei verschiedenen Verstimmungen der AOM-Frequenz bei einer Ladedauer von 5,0 s Messungen durchgeführt. In Abbildung 7.13 sind Aufnahmen der sechs häufigsten Isotope nach einer Ladezeit von 1 s gezeigt.

Leider wurde das Lasersystem zu dieser Zeit durch ein nicht lokalisierbares Störsignal in seiner Langzeitstabilität so stark beeinträchtigt, dass es zu erheblichen Schuß zu Schuß Schwankungen kam. Dem entsprechend ist die Streuung der Atomzahl in den aufgenommenen Messreihen so stark, dass eine wie zuvor gezeigte Bestimmung der Laderaten sowie weitere Temperaturmessungen nicht mehr möglich

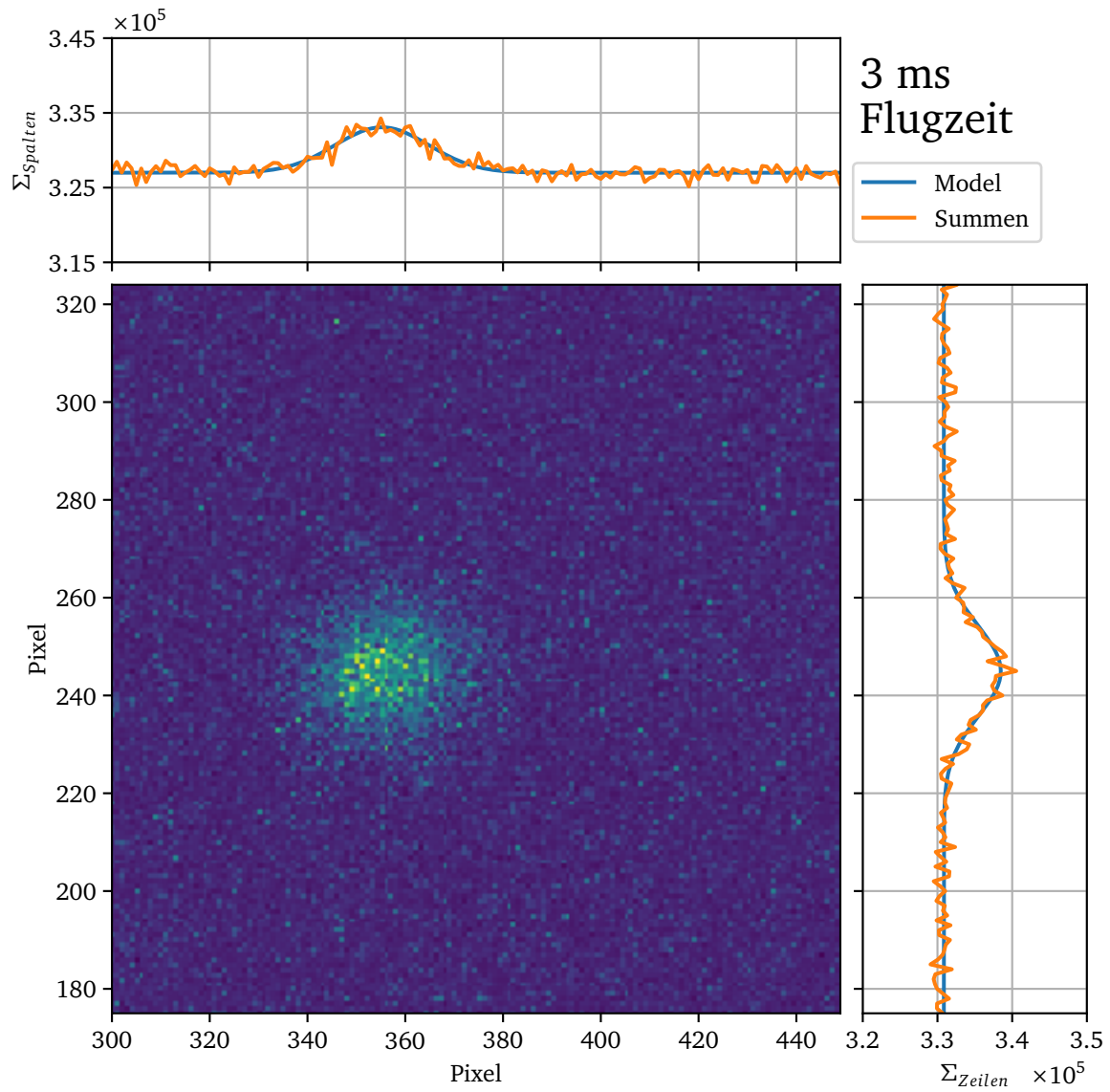


Abbildung 7.11.: Fluoreszenzaufnahme nach einer Expansionszeit von 3 ms. Spaltenweise Summe (oben) und Zeilenweise Summe (rechts) mit jeweils angepasster Normalverteilung.

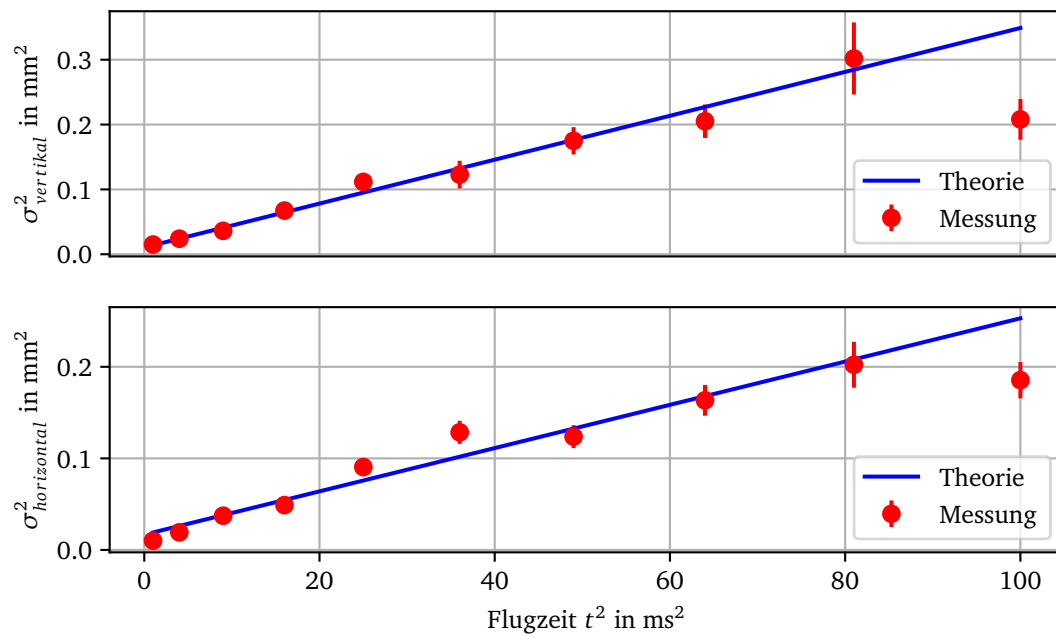


Abbildung 7.12.: Ausbreitung der Wolken in horizontaler sowie vertikaler Richtung über der quadratischen Flugzeit. Die dargestellten Fehlerbalken beziehen sich nur auf die Anpassungen der Normalverteilungen an die Zeilen- und Spaltensummen. Schuss zu Schuss Schwankungen können hierbei nicht berücksichtigt werden. Die Messwerte bei 10 ms wurden bei der Auswertung nicht mitberücksichtigt, da das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu gering war.

waren. Eine vermutliche Quelle für die Störungen könnte in der unmittelbar benachbarten Baustelle eines neuen Universitätsgebäudes liegen. Da die erreichte Temperatur der Atomwolke zur Zeit technisch limitiert ist, wird davon ausgegangen, dass die Temperatur der Atomwolken der verschiedenen Isotope vergleichbar ist.

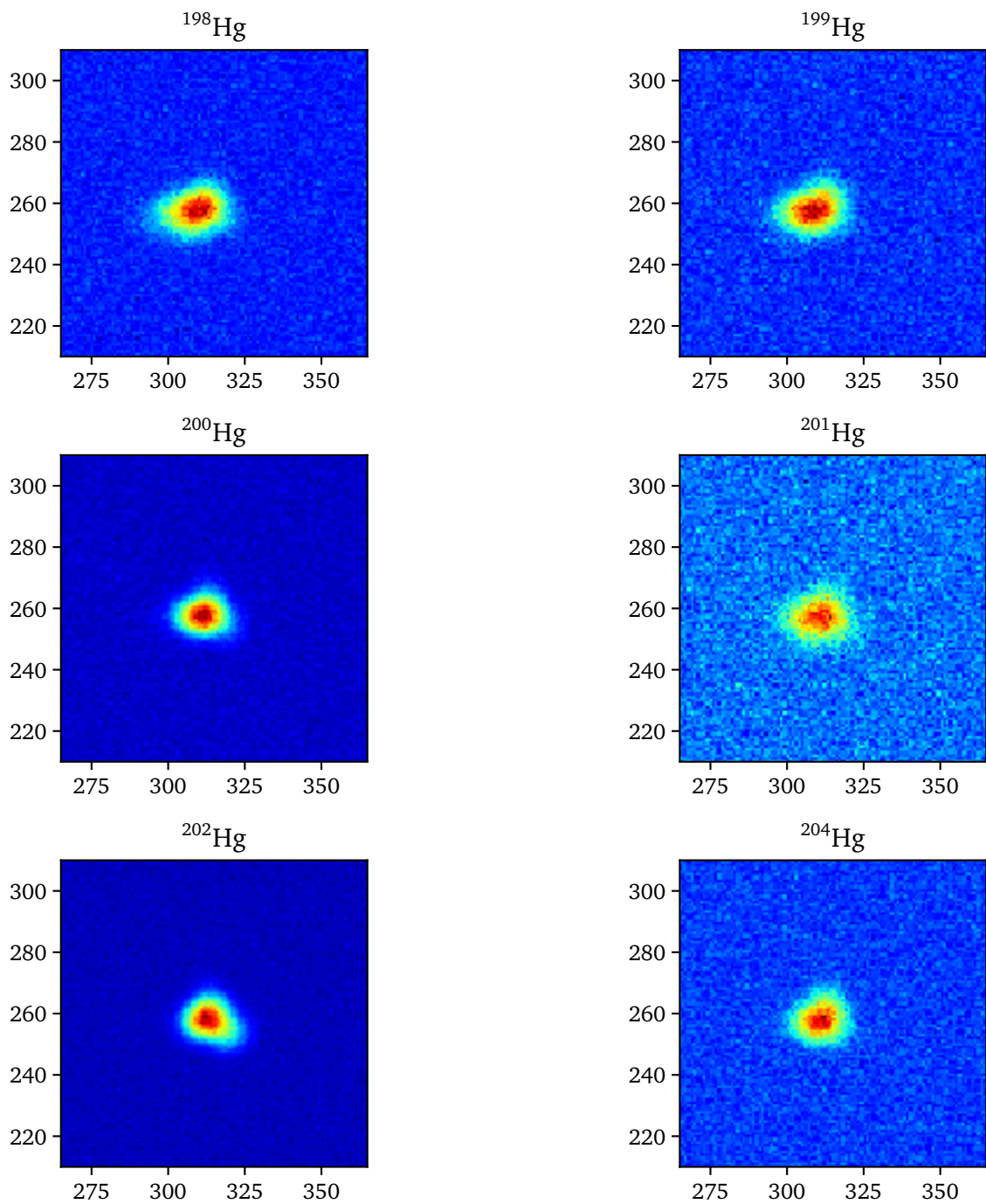


Abbildung 7.13.: Falschfarben Darstellungen der Atomwolken der sechs häufigsten Quecksilber Isotope nach jeweils einer Ladezeit von 1,0 s.

8. Diskussion und Ausblick

8.1. Diskussion der Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit konnte eine solide Grundlage für Experimente an ultrakalten Quecksilberatomen gelegt werden. Dazu wurde ein fünfstufiges Lasersystem komplett entwickelt, realisiert und charakterisiert. Der entwickelte Diodenlaser besitzt mit $(4,80 \pm 0,13)$ kHz auf einer Zeitskala von $1,78 \mu\text{s}$ eine sehr geringe gesamte Linienbreite. Er hat damit und mit seiner hohen Stabilität das Potential, auch für anspruchsvolle spektroskopische Aufgaben verwendet zu werden. Aufgrund der im Verhältnis zur Linienbreite des weißen Rauschens von $(0,330 \pm 0,033)$ kHz deutlich breiteren Linienbreite des rosa Rauschens von $(2,863 \pm 0,115)$ kHz ist davon auszugehen, dass die gesamte Linienbreite durch weitere Verbesserungen an der Steuerungselektronik nochmals reduziert werden kann.

Des weiteren wurde ein Faserverstärker für 1014,7 nm entwickelt, der im gekühlten Betrieb eine hohe optisch zu optische Effizienz von bis zu $(37,0 \pm 0,2) \%$ bei gleichzeitig geringem Wartungsaufwand erreicht. Die hohe Ausgangsleistung von bis zu $(6,650 \pm 0,049)$ W ermöglichte eine effiziente Frequenzverdopplung mit ausgiebigen Leistungsreserven bei 1014,7 nm wie auch bei 507,4 nm. Dadurch konnte ein zuverlässiger paralleler Betrieb der 2D- und 3D-MOT wie auch der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie gewährleistet werden.

Eine 2D-MOT zum Laden der 3D-MOT mit neuer Vakuumkammer und kompaktem Reservoir für Quecksilber wurde aufgebaut und erste spektroskopische Messungen konnten daran durchgeführt werden. Mit dem neuen Lasersystem konnten die Kühlübergänge der sechs häufigsten Quecksilberisotope in einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie zunächst untersucht und anschließend darauf stabilisiert werden. Basierend auf der Stabilisierung war es möglich, diese Isotope auch in der magneto-optischen Falle zu fangen und zu kühlen. Die Temperatur der gefangenen Ensembles konnte anhand von ^{202}Hg in der Vertikalen auf $(81 \pm 4) \mu\text{K}$ und in der Horizontalen auf $(57 \pm 4) \mu\text{K}$ bestimmt werden.

8.2. Ausblick auf Erweiterungsmöglichkeiten des Experiments und Forschungspotential an ultrakaltem atomarem und molekularem Quecksilber

Die Weiterentwicklung der Steuerungselektronik sowie die entwickelten Mechaniken stellen durch ihre hohe Stabilität einen guten Ausgangspunkt für den Aufbau eines zweiten Lasersystems dar. Mit diesem kann beispielsweise die Photoassoziation an den ultrakalten Quecksilberatomen untersucht werden.

Bei der Erweiterung des Systems um einen Spektroskopielaser würde sich dessen Stabilisierung auf eine der Resonanzen des Referenzresonators anbieten. Dies könnte indirekt über einen Transferlaser realisiert werden, so dass dieser auf den Resonator stabilisiert wird und der eigentliche Spektroskopielaser über ein Schwebungssignal auf den Transferlaser stabilisiert wird. Der Vorteil läge hierbei in der deutlich höheren Stabilität und in der Referenzierung auf einen atomaren Übergang im Vergleich zu einem kommerziellen Wellenlängenmessgerät. Beispiele für ähnliche Konstellationen sind in [106–108] zu finden. Für die

Stabilisierung des Schwebungssignals würden sich digital programmierbare Mikrowellensynthesizer für Phasenregelschleifen¹²⁶ eignen [109, 110].

Mit einem solch genauen Spektroskopielaser könnte beispielsweise die Isotopieverschiebung von Quecksilber untersucht werden, vergleichbar zu den in [111] durchgeführten Messungen.

Mittel- bis langfristig empfiehlt sich die Umstellung der Stabilisierungselektronik auf digitale Regler, wie beispielsweise in [112]. Diese basieren auf einem *Field Programmable Gate Array (FPGA)* und einer vorgestellten *open-source* Bibliothek. Hierdurch ergibt sich eine Vereinfachung sowie eine höhere Reproduzierbarkeit der Einstellungen der Regler im Vergleich zu der analogen Ausführung mit ihren sechs bis acht Potentiometern. Des Weiteren verfügen bisher vorgestellte in FPGAs implementierte Regler oftmals auch über eine Funktion, durch welche die Parameter der Regler automatisch optimiert werden können. Woraus sich bei einem komplexen Aufbau, wie dem in dieser Arbeit entwickelten, eine erhebliche Zeitersparnis und Reproduzierbarkeit ergeben würde.

Der Spektroskopielaser könnte auch durch einen eigenen Resonator mit sehr hoher spektraler Auflösung, wie beispielsweise in [113–115], in seiner spektralen Breite so stark reduziert werden, dass der Übergang von 1S_0 nach 3P_0 , wie in [13], aufgelöst werden könnte. Typischerweise werden für solche Zwecke Fabry-Perot-Interferometer verwendet, die über eine ultrahohe Finesse verfügen und auf einem festen ULE-Abstandshalter basieren, der sich in einem mehrstufigen Vakuumsystem inklusive Temperaturstabilisierung befindet. Durch solche Systeme sind Linienbreiten von unter einem Hertz realisierbar.

Alternativ zu diesen komplexen Systemen bietet sich auch der Aufbau eines faserbasierten Michelson-Interferometers, wie in [116] oder in [117], an. Hierbei reduziert sich der technische Aufwand für ein System, das es ermöglicht, die Linienbreite auf einige wenige Hertz zu reduzieren. Ein solches relativ einfaches Fasersystem bietet neben der kompakten Bauform und den deutlich geringeren Kosten noch eine Abstimmmöglichkeit der Wellenlänge.

Neben der Molekülphysik und der Realisierung einer optischen Gitteruhr stellt die Untersuchung von hochangeregten Zuständen in Atomen und deren Wechselwirkung ein aktuelles Forschungsgebiet der Atomphysik dar. Die für Quecksilber nötigen Voruntersuchungen dieser sogenannten *Rydberg-Übergänge* bis zu Hauptquantenzahlen 37 beziehungsweise 48 sind schon 1983 von A. Baig in [118] veröffentlicht worden. Bei der Anregung dieser Übergänge stellen die benötigten Wellenlängen im Bereich von 115 nm bis 135 nm mangels Lichtquellen zur Zeit noch eine große Herausforderung dar.

Es würde sich durch die Erweiterung des Aufbaus um ein weiteres Element auch die Möglichkeit von Untersuchungen von Amalgambildung ergeben. Mit Natrium ließe sich beispielsweise Natriumamalgam bilden. Dieses findet bei verschiedenen Reduktionen sowohl in der organischen Chemie, als auch in der anorganischen Chemie verschiedenste Verwendungen, siehe dazu [119, 120].

¹²⁶Analog Devices Inc. ADF4107 oder ADF41020

A. Ergänzung zum Stromtreiber

Die Messungen der Stromdichtespektren aus Abschnitt 3.4 wurden mit einer Dummy-Laserdiode aus zwei in Reihe geschalteter Zener-Dioden und einem Messwiderstand von $10\ \Omega$ durchgeführt. Der Spannungsabfall am Messwiderstand wurde mit einem rauscharmen Vorverstärker, basierend auf [121] mit einer festen Verstärkung von 10.000, aufgenommen. Dessen Signal wurde mit einem Messverstärker¹²⁷ gefiltert und teils weiter verstärkt, bevor es je nach Frequenzbereich mit einem Digital-Multimeter¹²⁸ oder einem elektrischen Spektralanalysator¹²⁹ aufgenommen wurde.

Bei der Auswertung der Messungen wurde der Einfluss der Eingangsimpedanz des Vorverstärkers in Verbindung mit dem Messwiderstand der Dummy-Laserdiode berücksichtigt. Ebenso wurde die Eingangsimpedanz des elektrischen Spektralanalysators mit der Ausgangsimpedanz des Vorverstärkers eingerechnet. Abbildung A.1 zeigt die Spektren der vermessenen Stromtreiber. Es wird deutlich, dass durch die Modifikationen das Rauschniveau beider Stromsteuerungen im gesamten Frequenzbereich deutlich reduziert werden konnte. Die modifizierte LQprO-400 besitzt somit ein zur originalen LQprO-140 vergleichbares Rauschniveau. Die Messungen wie auch die Auswertung wurde von *Patrick Baus* durchgeführt.

In Tabelle A.1 sind die Einstellungen der Tief- und Hochpassfilter des Messverstärkers sowie die Datenaufnahmerate, engl. *sampling rate*, des Multimeters beziehungsweise die statistische Auflösebandbreite, engl. *Resolution Band Width (RBW)*, des Spektralanalysators aufgeführt. Die für die einzelnen Frequenzbereiche jeweils am Messverstärker eingestellte Verstärkung bei den Messungen der einzelnen Stromtreibern ist in Tabelle A.2 zusammengestellt.

¹²⁷Stanford Research Systems SR560

¹²⁸Keysight Technologies 34470A

¹²⁹Tektronix Inc. RSA306

Tabelle A.1.: Einstellungen der Filter und der Datenaufnahme der Messgeräte bei den verschiedenen Frequenzbereichen .

Frequenzbereich	Tiefpassfilter	Hochpassfilter	sampling rate	RBW	Messgerät
10 Hz bis 25 Hz	0,03 Hz	100 Hz	1,0 kHz	-	34470A
25 Hz bis 260 Hz	0,03 Hz	1,0 kHz	10,0 kHz	-	34470A
0,26 kHz bis 7 kHz	0,3 Hz	10,0 kHz	50,0 kHz	-	34470A
7 kHz bis 1000 kHz	100 Hz	-	-	4 Hz	RSA306

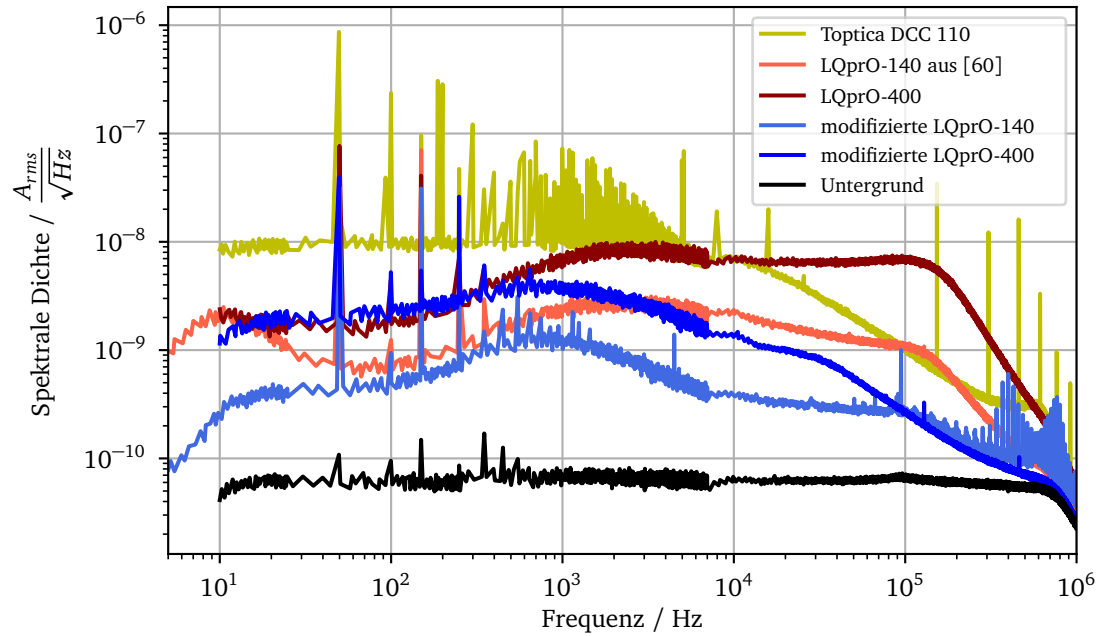


Abbildung A.1.: Stromdichtespektren verschiedener Stromtreiber gemessen für einen Ausgangsstrom von 50 mA.

Tabelle A.2.: Zusätzliche Verstärkungen durch den Messverstärker *SRS SR560* in den entsprechenden Frequenzbereichen bei den einzelnen Messungen der Stromtreiber.

Frequenzbereich	Toptica DCC110	LQprO-140	LQprO-400	modifiziert LQprO-140	modifiziert LQprO-400	Untergrund
10 Hz bis 25 Hz	5	5	1	5	5	200
25 Hz bis 260 Hz	5	2	1	5	2	100
260 Hz bis 7,0 kHz	5	5000 (nur SR560)	2	5	1	20
7,0 kHz bis 1,0 MHz	1	20	1	10	10	20



B. Übersicht über Isotopieverschiebungen

B. Übersicht über Isotopieverschiebungen

Übergang	Δ_{UV} zu ^{198}Hg in millikayser	Δ_{IR} zu ^{202}Hg in MHz	Erwartete Frq. in MHz	Gefundene Frq. in MHz
199A	-514,99	-1335,22	295385024,78	295385022
204	-510,77	-1303,57	295385056,43	295385047
201a	-488,96	-1140,00	295385220,00	295385230
202	-336,96	0	295386360,00	295386360
200	-160,29	1325,03	295387685,03	295387678
201b	-22,56	2358,00	2953888718,00	295388700
198	0	2527,20	295388887,20	295388874
196		3554,70	295389914,70	
199B	224,4	4210,20	295389570,20	295390563
201c	229,23	4246,43	295390606,43	295390600

Tabelle B.1.: Abschätzung über die notwendige fundamentale Wellenlänge des ECDLs zum Auffinden der entsprechenden Übergänge im Ultravioletten. Als Ausgangspunkt wurden die Verschiebungen aus [29, 30] verwendet und zunächst in MHz umgerechnet. Anschließend wurden sie von ^{198}Hg auf ^{202}Hg verschoben und in absolute Frequenzen umgerechnet. Die Abweichungen zwischen der erwarteten Frequenz und der gemessenen Frequenz liegen deutlich im Bereich der Genauigkeit des verwendeten Wellenlängenmessgeräts.

Literaturverzeichnis

- [1] D. VAN DELFT und P. KES. The discovery of superconductivity. *Phys. Today* **63** (2010), 38–43 (siehe S. 1).
- [2] H. KAMERLINGH ONNES. Investigations into the properties of substances at low temperatures, which have led, amongst other things, to the preparation of liquid helium. *Nobel Lect.* (1913), 306–336 (siehe S. 1).
- [3] J. FRANCK. Transformations of kinetic energy of free electrons into excitation energy of atoms by impacts. *Nobel Lect.* (1926), 98–108 (siehe S. 1).
- [4] G. HERTZ. The results of the electron-impact tests in the light of Bohr 's theory of atoms. *Nobel Lect.* (1926) (siehe S. 1).
- [5] A. D. LUDLOW, M. M. BOYD, J. YE, E. PEIK und P. O. SCHMIDT. Optical atomic clocks. *Rev. Mod. Phys.* **87** (2015), 637–701 (siehe S. 1).
- [6] M. TAKAMOTO, F.-L. HONG, R. HIGASHI und H. KATORI. An optical lattice clock. *Nature* **435** (2005), 321–324 (siehe S. 1).
- [7] H. HACHISU, K. MIYAGISHI, S. PORSEV, a. DEREVIANKO, V. OVSIANNIKOV, V. PAL'CHIKOV, M. TAKAMOTO und H. KATORI. Trapping of Neutral Mercury Atoms and Prospects for Optical Lattice Clocks. *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008), 8–11 (siehe S. 1).
- [8] M. PETERSEN, R. CHICIREANU, S. T. DAWKINS, D. V. MAGALHÃES, C. MANDACHE, Y. LE COQ, A. CLAIRON und S. BIZE. Doppler-Free Spectroscopy of the $^1S_0 - ^3P_0$ Optical Clock Transition in Laser-Cooled Fermionic Isotopes of Neutral Mercury. *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008), 183004 (siehe S. 1, 3).
- [9] J. MCFERRAN, L. YI, S. MEJRI und S. BIZE. Sub-Doppler cooling of fermionic Hg isotopes in a magneto-optical trap. *Opt. Lett.* **35** (2010), 3078–3080 (siehe S. 1).
- [10] S. MEJRI, J. J. MCFERRAN, L. YI, Y. LE COQ und S. BIZE. Ultraviolet laser spectroscopy of neutral mercury in a one-dimensional optical lattice. *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.* **84** (2011), 1–10 (siehe S. 1).
- [11] L. YI, S. MEJRI, J. J. MCFERRAN, Y. LE COQ und S. BIZE. Optical Lattice Trapping of ^{199}Hg and Determination of the Magic Wavelength for the Ultraviolet $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_0$ Clock Transition. *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011), 073005 (siehe S. 1, 3).
- [12] J. J. MCFERRAN, L. YI, S. MEJRI, S. DI MANNO, W. ZHANG, J. GUÉNA, Y. LE COQ und S. BIZE. Neutral Atom Frequency Reference in the Deep Ultraviolet with Fractional Uncertainty $= 5.7 \times 10^{-15}$. *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012), 183004 (siehe S. 1).
- [13] J. J. MCFERRAN, D. V. MAGALHÃES, C. MANDACHE, J. MILLO, W. ZHANG, Y. LE COQ, G. SANTARELLI und S. BIZE. Laser locking to the ^{199}Hg $^1S_0 - ^3P_0$ clock transition with $54 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$ fractional frequency instability. *Opt. Lett.* **37** (2012), 3477 (siehe S. 1, 86).

- [14] J. J. MCFERRAN, L. YI, S. MEJRI, W. ZHANG, S. DI MANNO, M. ABGRALL, J. GUÉNA, Y. LE COQ und S. BIZE. Statistical uncertainty of 2.5×10^{-16} for the $^{199}\text{Hg } ^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_0$ clock transition against a primary frequency standard. *Phys. Rev. A* **89** (2014), 043432 (siehe S. 1).
- [15] S. A. WILL, J. W. PARK, Z. Z. YAN, H. LOH und M. W. ZWIERLEIN. Coherent Microwave Control of Ultracold Na 23 K 40 Molecules. *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016), 2–6 (siehe S. 1).
- [16] S. TRUPPE, H. J. WILLIAMS, M. HAMBACH, L. CALDWELL, N. J. FITCH, E. A. HINDS, B. E. SAUER und M. R. TAR BUTT. Molecules cooled below the Doppler limit. *Nat. Phys.* **13** (2017), 1173–1176 (siehe S. 1).
- [17] T. M. RVACHOV, H. SON, J. J. PARK, P. M. NOTZ, T. T. WANG, M. W. ZWIERLEIN, W. KETTERLE und A. O. JAMISON. Photoassociation of ultracold NaLi. *Phys. Chem. Chem. Phys.* **20** (2018), 4746–4751 (siehe S. 1).
- [18] M. BORKOWSKI, R. CIURYŁO, P. S. JULIENNE, R. YAMAZAKI, H. HARA, K. ENOMOTO, S. TAIE, S. SUGAWA, Y. TAKASU und Y. TAKAHASHI. Photoassociative production of ultracold heteronuclear ytterbium molecules. *Phys. Rev. A* **84** (2011), 030702 (siehe S. 1).
- [19] C. GABBANINI, O. DULIEU und O. DULIEU. Formation of ultracold metastable RbCs molecules by short-range photoassociation. *Phys. Chem. Chem. Phys.* **13** (2011), 18905–9 (siehe S. 1).
- [20] W. LI, T. POHL, J. M. ROST, S. T. RITTENHOUSE, H. R. SADEGHPOUR, J. NIPPER, B. BUTSCHER, J. B. BALEWSKI, V. BENDKOWSKY, R. LOW und T. PFAU. A Homonuclear Molecule with a Permanent Electric Dipole Moment. *Science* (80-.). **334** (2011), 1110–1114 (siehe S. 1).
- [21] H.-C. NÄGERL, M. J. MARK, E. HALLER, M. GUSTAVSSON, R. HART und J. G. DANZL. Ultracold and dense samples of ground-state molecules in lattice potentials. *J. Phys. Conf. Ser.* **264** (2011), 012015 (siehe S. 1).
- [22] K. O'HARA, M. GEHM, S. GRANADE und J. THOMAS. Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps. *Phys. Rev. A* **64** (2001), 1–4 (siehe S. 2).
- [23] P. van der STRATEN und H. METCALF. The Quest for BEC. *Interact. Ultracold Gases* (2005), 2–63 (siehe S. 2).
- [24] M. WITKOWSKI, B. NAGÓRNY, R. MUNOZ-RODRIGUEZ, R. CIURYŁO, P. ZUCHOWSKI, S. BILICKI, M. PIOTROWSKI, P. MORZYŃSKI und M. ZAWADA. Dual Hg-Rb magneto-optical trap. *Opt. Express* **25** (2017), 3165–3179 (siehe S. 1, 76, 80).
- [25] T. WALTHER und E. S. FRY. Mercury — the Rosetta stone of physics? *J. Opt. B Quantum Semiclass. Opt.* **4** (2002), S376–S383 (siehe S. 2).
- [26] T. WALTHER. Prospects of trapping neutral mercury. *J. Mod. Opt.* **54** (2007), 2523–2532 (siehe S. 2).
- [27] M. SCHEID, F. MARKERT, J. WALZ, J. WANG, M. KIRCHNER und T. W. HÄNSCH. 750 mW continuous-wave solid-state deep ultraviolet laser source at the 253.7 nm transition in mercury. *Opt. Lett.* **32** (2007), 955–957 (siehe S. 2, 39, 45).
- [28] J. BISLING, P. DEDERICHs, B. NEIDHART und C. WEITKAMP. Abundance ratios of mercury isotopes by $6s6p\ ^3\text{P}_1$ -intermediate state excitation with resonance ionization mass spectrometry. *Fresenius J. Anal. Chem.* **364** (1999), 79–86 (siehe S. 3, 4).

-
-
- [29] W. G. SCHWEITZER. Hyperfine Structure and Isotope Shifts in the 2537-Å Line of Mercury*. J. Opt. Soc. Am. **51** (1961), 692_1 (siehe S. 4, 90).
- [30] W. G. SCHWEITZER. Hyperfine Structure and Isotope Shifts in the 2537-Å Line of Mercury by a New Interferometric Method. J. Opt. Soc. Am. **53** (1963), 1055 (siehe S. 4, 90).
- [31] W. DEMTRÖDER. Experimentalphysik 3. Bd. 58. Springer-Lehrbuch 12. Springer-Verlag 2005 (siehe S. 3, 60).
- [32] H. J. METCALF und P. van der STRATEN. Laser Cooling and Trapping. Graduate Texts in Contemporary Physics. Springer New York 1999 (siehe S. 3).
- [33] P. MEYSTRE. Atom Optics. Springer New York 2001 (siehe S. 3).
- [34] S. SIOL, P. VILLWOCK und T. WALTHER. Magneto-Optical Trapping of Neutral Mercury. Eur. Phys. J. D (2011) (siehe S. 5).
- [35] B. REIN. Drei-Photonen Kohärenzeffekte in Quecksilberdampf. Dissertation. 2016 (siehe S. 7, 51).
- [36] R. W. P. DREVER, J. L. HALL, F. V. KOWALSKI, J. HOUGH, G. M. FORD, A. J. MUNLEY und H. WARD. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. Appl. Phys. B Photophysics Laser Chem. **31** (1983), 97–105 (siehe S. 8).
- [37] T. W. HANSCH und B. COUILLAUD. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. Opt. Commun. **35** (1980), 441–444 (siehe S. 8).
- [38] E. D. BLACK. An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization. Am. J. Phys. **69** (2001), 79–87 (siehe S. 9, 57).
- [39] H. UNBEHAUEN. Regelungstechnik I. 2001 (siehe S. 9).
- [40] J. BECHHOEFER. Feedback for physicists: A tutorial essay on contro. Rev. Mod. Phys. **77** (2005), 783–836 (siehe S. 9).
- [41] U. TIETZE und C. SCHENK. Halbleiter-Schaltungstechnik. Springer Berlin Heidelberg 1989 (siehe S. 10).
- [42] S. SIOL. Fangen und Kühlen von neutralen Quecksilberatomen (2010) (siehe S. 13).
- [43] L. RICCI, M. WEIDEMÜLLER, T. ESSLINGER, A. HEMMERICH, C. ZIMMERMANN, V. VULETIC, W. KÖNIG und T. W. HÄNSCH. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. Opt. Commun. **117** (1995), 541–549 (siehe S. 15).
- [44] E. KIRILOV, M. J. MARK, M. SEGL und H. C. NÄGERL. Compact, robust, and spectrally pure diode-laser system with a filtered output and a tunable copy for absolute referencing. Appl. Phys. B Lasers Opt. **119** (2015), 233–240 (siehe S. 15).
- [45] S. WANG, Y. LI, Y. ZHAO, Q. WANG, Y. LIN, B. LIN, F. MENG, S. CAO, J. CAO, Z. FANG und E. ZANG. Mode-hopping-free scanning over 2 THz by means of quasi-synchronous tuning. Appl. Phys. B Lasers Opt. **114** (2014), 381–384 (siehe S. 15).
- [46] A. JIMÉNEZ, T. M. N. STAACKÉ und C. A. G. CARPINTERO. Narrow - line external cavity diode laser micro - packaging in the NIR and MIR spectral range. Appl. Phys. B **123** (2017), 1–9 (siehe S. 15).
- [47] P. ZORABEDIAN und W. R. TRUTNA. Interference-filter-tuned, alignment-stabilized, semiconductor external-cavity laser. Opt. Lett. **13** (1988), 826 (siehe S. 15).

- [48] X. BAILLARD, A. GAUGUET, S. BIZE, P. LEMONDE, P. LAURENT, A. CLAIRON und P. ROSENBUSCH. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Opt. Commun.* **266** (2006), 609–613 (siehe S. 15–18).
- [49] S. BENNETTS, G. D. McDONALD, K. S. HARDMAN, J. E. DEBS, C. C. N. KUHN, J. D. CLOSE und N. P. ROBINS. External cavity diode lasers with 5kHz linewidth and 200nm tuning range at 1.55 μ m and methods for linewidth measurement. *Opt. Express* **22** (2014), 10642 (siehe S. 15).
- [50] H. NASIM und Y. JAMIL. Recent advancements in spectroscopy using tunable diode lasers. *Laser Phys. Lett.* **10** (2013) (siehe S. 15).
- [51] Z. FANG, H. CAI, G. CHEN und R. QU. Single Frequency Semiconductor Lasers. Bd. 9. Optical and Fiber Communications Reports. Springer Singapore 2017 (siehe S. 15).
- [52] D. J. THOMPSON und R. E. SCHOLTEN. Narrow linewidth tunable external cavity diode laser using wide bandwidth filter. *Rev. Sci. Instrum.* **83** (2012), 023107 (siehe S. 16, 18).
- [53] A. MARTIN, P. BAUS und G. BIRKL. External cavity diode laser setup with two interference filters. *Appl. Phys. B* **122** (2016), 1–6 (siehe S. 16).
- [54] OSRAM. Using OSRAM OS Visible InGaN Laser Diodes Application Note. Techn. Ber. 2013 (siehe S. 16).
- [55] A. TRAUTMANN. Ein interferenzfilterstabilisierter Diodenlaser mit Referenzresonator (2013) (siehe S. 16, 56).
- [56] S. OTTO. Aufbau und Charakterisierung eines interferenzfilterstabilisierten Diodenlasers (2015) (siehe S. 18).
- [57] T. FÜHRER, D. STANG und T. WALTHER. Actively controlled tuning of an external cavity diode laser by polarization spectroscopy. *Opt. Express* **17** (2009), 4991–4996 (siehe S. 19).
- [58] T. FÜHRER, S. EULER und T. WALTHER. Model for tuning an external-cavity diode laser by polarization locking. *J. Opt. Soc. Am. B* **28** (2011), 508 (siehe S. 19).
- [59] T. FUHRER und T. WALTHER. Control and active stabilization of the linewidth of an ECDL. *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **108** (2012), 249–253 (siehe S. 19, 52).
- [60] T. FÜHRER. Modellierung und Anwendung eines neuartigen Verfahrens zur aktiven Regelung und Kontrolle von Wellenlänge und Linienbreite eines ECDLs. Dissertation. 2012, 171 (siehe S. 19, 20, 88).
- [61] C. J. ERICKSON, M. VAN ZIJLL, G. DOERMANN und D. S. DURFEE. An ultrahigh stability, low-noise laser current driver with digital control. *Rev. Sci. Instrum.* **79** (2008), 073107 (siehe S. 20).
- [62] K. G. LIBBRECHT und J. L. HALL. A low-noise high-speed diode laser current controller. *Rev. Sci. Instrum.* **64** (1993), 2133–2135 (siehe S. 20).
- [63] D. L. TROXEL, C. J. ERICKSON und D. S. DURFEE. Note: Updates to an ultra-low noise laser current driver. *Rev. Sci. Instrum.* **82** (2011), 20–23 (siehe S. 20).
- [64] C. M. SECK, P. J. MARTIN, E. C. COOK, B. C. ODOM und D. A. STECK. Noise reduction of a Libbrecht-Hall style current driver. *Rev. Sci. Instrum.* **87** (2016), 1–5 (siehe S. 20).
- [65] M. STAPPEL, R. STEINBORN, D. KOLBE und J. WALZ. A high power, continuous-wave, single-frequency fiber amplifier at 1091 nm and frequency doubling to 545.5 nm. *Laser Phys.* **23** (2013), 075103 (siehe S. 23, 26).

-
- [66] R. PASCHOTTA, J. NILSSON, a.C. TROPPER und D. HANNA. Ytterbium-doped fiber amplifiers. IEEE J. Quantum Electron. **33** (1997), 1049–1056 (siehe S. 23, 24).
- [67] A. RUDOLF. Labor-Demonstration eines Brillouin-LIDARs zur Messung des Temperaturprofils in Wasser. Dissertation. 2013 (siehe S. 23).
- [68] F. BEIER, H.-J. OTTO, C. JAUREGUI, O. de VRIES, T. SCHREIBER, J. LIMPET, R. EBERHARDT und A. TÜNNERMANN. 1009 nm continuous-wave ytterbium-doped fiber amplifier emitting 146 W. Opt. Lett. **39** (2014), 3725–7 (siehe S. 24).
- [69] J. ALLAIN, J. BAYON, M. MONERIE, P. BERNAGE und P. NIAY. Ytterbium-doped silica fibre laser with intracore Bragg gratings operating at 1.02 μm . Electron. Lett. **29** (1993), 309 (siehe S. 24).
- [70] N. A. BRILLIANT. Stimulated {B}rillouin scattering in a dual-clad fiber amplifier. J. Opt. Soc. Am. B **19** (2002), 2551–2557 (siehe S. 26).
- [71] E. IPPEN und R. STOLEN. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers. Appl. Phys. Lett. **21** (1972), 539–541 (siehe S. 26).
- [72] A. SEIFERT, M. SINTHER, T. WALTHER und E. S. FRY. Narrow-linewidth, multi-Watt Yb-doped fiber amplifier at 1014.8 nm. Appl. Opt. **45** (2006), 7908–7911 (siehe S. 27).
- [73] R. STEINBORN, A. KOGLBAUER, P. BACHOR, T. DIEHL, D. KOLBE, M. STAPPEL und J. WALZ. A continuous wave 10 W cryogenic fiber amplifier at 1015 nm and frequency quadrupling to 254 nm. Opt. Express **21** (2013), 22693–8 (siehe S. 27, 33–35).
- [74] J. HU, L. ZHANG, H. LIU, K. LIU, Z. XU und Y. FENG. High power room temperature 1014.8 nm Yb fiber amplifier and frequency quadrupling to 253.7 nm for laser cooling of mercury atoms. Opt. Express **21** (2013), 30958 (siehe S. 27, 31, 33–35).
- [75] J. HU, L. ZHANG, H. LIU, K. LIU, Z. XU und Y. FENG. High-power single-frequency 1014.8 nm Yb-doped fiber amplifier working at room temperature. Appl. Opt. **53** (2014), 4972 (siehe S. 27).
- [76] T. NEWELL, P. PETERSON, A. GAVRIELIDES und M. SHARMA. Temperature effects on the emission properties of Yb-doped optical fibers. Opt. Commun. **273** (2007), 256–259 (siehe S. 28, 29, 32).
- [77] W. DEMTRÖDER. Laserspektroskopie 1. Springer Berlin Heidelberg 2011 (siehe S. 38).
- [78] R. BOYD. Nonlinear Optics. Elsevier Science 2003 (siehe S. 38).
- [79] M. SCHEID. Frequenzvervierfachung eines Yb:YAG-Scheibenlasers - ein UV-Lasersystem bei 253.7 nm, der $6^1\text{S} - 6^3\text{P}$ Linie in Quecksilber (2006) (siehe S. 39, 43).
- [80] PIEZOSYSTEM JENA GMBH. Piezofibel - Wissenswertes zur Piezomechanik. <https://www.piezosystem.de/piezopedia/piezotheorie/> (zuletzt geprüft am 14.10.2018) (siehe S. 41, 45).
- [81] ANALOG DEVICES INC. Photodiode Circuit Design Wizard. <http://www.analog.com/designtools/en/photodiode/> (zuletzt geprüft am 14.10.2018) (siehe S. 41, 56, 62, 70).
- [82] G. D. BOYD und D. A. KLEINMAN. Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams. J. Appl. Phys. **39** (1968), 3597–3639 (siehe S. 43).
- [83] Z. Y. OU, S. F. PEREIRA, E. S. POLZIK und H. J. KIMBLE. 85% efficiency for cw frequency doubling from 1.08 to 0.54 μm . Opt. Lett. **17** (1992), 640–642 (siehe S. 43).
- [84] K. S. E. EIKEMA, J. WALZ und T. W. HÄNSCH. Continuous Wave Coherent Lyman- α Radiation. Phys. Rev. Lett. **83** (1999), 3828–3831 (siehe S. 46).

- [85] T. OKOSHI, K. KIKUCHI und A. NAKAYAMA. Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum. *Electron. Lett.* **16** (1980), 630 (siehe S. 51).
- [86] B. G. LINDSAY, K. A. SMITH und F. B. DUNNING. frequency dye Basers. *Rev. Sci. Instrum.* **62** (1991), 1656–1657 (siehe S. 55).
- [87] H. Z. CHEN, X. C. YAO, Y. P. WU, X. P. LIU, X. Q. WANG, Y. A. CHEN und J. W. PAN. Narrow-linewidth cooling of ^6Li atoms using the ^2S - ^3P transition. *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **122** (2016), 1–7 (siehe S. 55).
- [88] J. I. KIM, C. Y. PARK, J. Y. YEOM, E. B. KIM und T. H. YOON. Frequency-stabilized high-power violet laser diode with an ytterbium hollow-cathode lamp. *Opt. Lett.* **28** (2003), 245–7 (siehe S. 59).
- [89] C. LEE, G. Z. IWATA, E. CORSINI, J. M. HIGBIE, S. KNAPPE, M. P. LEDBETTER und D. BUDKER. Small-sized dichroic atomic vapor laser lock. *Rev. Sci. Instrum.* **82** (2011), 11–16 (siehe S. 59).
- [90] S. PUSTELNY, V. SCHULTZE, T. SCHOLTES und D. BUDKER. Dichroic atomic vapor laser lock with multi-gigahertz stabilization range. *Rev. Sci. Instrum.* **87** (2016) (siehe S. 59).
- [91] H. LIU, S. YIN, J. QIAN, Z. XU und Y. WANG. Optimization of Doppler-free magnetically induced dichroic locking spectroscopy on the $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_1$ transition of a neutral mercury atom. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **46** (2013) (siehe S. 59).
- [92] T. PREUSCHOFF, M. SCHLOSSER und G. BIRKL. Optimization strategies for modulation transfer spectroscopy applied to laser stabilization. *Opt. Express* **26** (2018), 24010 (siehe S. 59).
- [93] W. GONG, X. PENG, W. LI und H. GUO. Frequency stabilization of a 1083 nm fiber laser to 4He transition lines with optical heterodyne saturation spectroscopies. *Rev. Sci. Instrum.* **85** (2014) (siehe S. 60).
- [94] N. C. PISENTI, A. RESTELLI, B. J. RESCHOVSKY, D. S. BARKER und G. K. CAMPBELL. An ultra-low noise, high-voltage piezo-driver. *Rev. Sci. Instrum.* **87** (2016), 1–8 (siehe S. 63).
- [95] P. VILLWOCK. Kühlen und Fangen von neutralen Hg-Atomen. Dissertation. 2010, 1–101 (siehe S. 65, 68, 72–74, 76, 77).
- [96] J. SCHÜTZ, T. FELDKER, H. JOHN und G. BIRKL. Heteronuclear collisions between laser-cooled metastable neon atoms. *Phys. Rev. A* **86** (2012), 1–6 (siehe S. 65).
- [97] W. VASSEN, R. P. NOTERMANS, R. J. RENGELINK und R. F. van der BEEK. Ultracold metastable helium: Ramsey fringes and atom interferometry. *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **122** (2016), 1–11 (siehe S. 65).
- [98] S. A. HOPKINS, K. BUTLER, A. GUTTRIDGE, S. KEMP, S. L. CORNISH, R. FREYTAG, E. A. HINDS und M. R. TAR BUTT. A versatile dual-species Zeeman slower for caesium and ytterbium. *Rev. Sci. Instrum.* **87** (2016), 043109 (siehe S. 65).
- [99] Z. T. LU, K. L. CORWIN, M. J. RENN, M. H. ANDERSON, E. A. CORNELL und C. E. WIEMAN. Low-velocity intense source of atoms from a magneto-optical trap. *Phys. Rev. Lett.* (1996) (siehe S. 66).
- [100] K. DIECKMANN, R. J. SPREEUW, M. WEIDEMÜLLER und J. T. WALRAVEN. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.* (1998) (siehe S. 66).

-
-
- [101] J. RAMIREZ-SERRANO, N. YU, J. M. KOHEL, J. R. KELLOGG und L. MALEKI. Multistage two-dimensional magneto-optical trap as a compact cold atom beam source. *Opt. Lett.* (2006) (siehe S. 66).
- [102] J. R. KELLOGG, D. SCHLIPPERT, J. M. KOHEL, R. J. THOMPSON, D. C. AVELINE und N. YU. A compact high-efficiency cold atom beam source. *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **109** (2012), 61–64 (siehe S. 66).
- [103] C. MONROE, W. SWANN, H. ROBINSON und C. WIEMAN. Very cold trapped atoms in a vapor cell. *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990), 1571–1574 (siehe S. 77).
- [104] P. D. LETT, R. N. WATTS, C. I. WESTBROOK, W. PHILLIPS, P. L. GOULD und H. J. METCALF. Observation of atoms laser-cooled below the Doppler limit. *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988), 169 (siehe S. 78).
- [105] P. VILLWOCK. Entwurf und Konstruktion einer Vakuumapparatur zum Kühlen und Fangen von Quecksilber-Atomen Design and Construction of a Vacuum Chamber for Cooling and Trapping of Mercury Atoms (2004) (siehe S. 79).
- [106] E. RIEDLE, S. H. ASHWORTH, J. T. FARRELL und D. J. NESBITT. Stabilization and precise calibration of a continuous-wave difference frequency spectrometer by use of a simple transfer cavity. *Rev. Sci. Instrum.* **65** (1994), 42–48 (siehe S. 85).
- [107] S. ALBRECHT, S. ALTENBURG, C. SIEGEL, N. HERSCHBACH und G. BIRKL. A laser system for the spectroscopy of highly charged bismuth ions. *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **107** (2012), 1069–1074 (siehe S. 85).
- [108] S. ALBRECHT. Ein Lasersystem zur Spektroskopie von hochgeladenen Ionen , Tellurmolekülen und Rubidium-Rydberg-Zuständen. Dissertation. 2014 (siehe S. 85).
- [109] J. APPEL, A. MACRAE und A. I. LVOVSKY. A versatile digital GHz phase lock for external cavity diode lasers. *Meas. Sci. Technol.* **20** (2009) (siehe S. 86).
- [110] M. LIPKA, M. PARNIAK und W. WASILEWSKI. Optical frequency locked loop for long-term stabilization of broad-line DFB laser frequency difference. *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **123** (2017), 1–7 (siehe S. 86).
- [111] T. FELDKER, J. SCHÜTZ, H. JOHN und G. BIRKL. Magneto-optical trapping of bosonic and fermionic neon isotopes and their mixtures: isotope shift of the $^3P_2 \leftrightarrow ^3D_3$ transition and hyperfine constants of the 3D_3 state of ^{21}Ne . *Eur. Phys. J. D* **65** (2011), 257–262 (siehe S. 86).
- [112] D. R. LEIBRANDT und J. HEIDECKER. An open source digital servo for atomic, molecular, and optical physics experiments. *Rev. Sci. Instrum.* **86** (2015) (siehe S. 86).
- [113] a. D. LUDLOW, X. HUANG, M. NOTCUTT, T. ZANON-WILLETTE, S. M. FOREMAN, M. M. BOYD, S. BLATT und J. YE. Compact, thermal-noise-limited optical cavity for diode laser stabilization at 1×10^{-15} . *Opt. Lett.* **32** (2007), 641–3 (siehe S. 86).
- [114] J. ALNIS, A. MATVEEV, N. KOLACHEVSKY, T. UDEM und T. W. HÄNSCH. Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass Fabry-Pérot cavities. *Phys. Rev. A* **77** (2008), 1–9 (siehe S. 86).
- [115] T. KESSLER, C. HAGEMANN, C. GREBING, T. LEGERO, U. STERR, F. RIEHLE, M. J. MARTIN, L. CHEN und J. YE. A sub-40-mHz-linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity. *Nat. Photonics* **6** (2012), 687–692 (siehe S. 86).

- [116] F. KÉFÉLIAN, H. JIANG, P. LEMONDE und G. SANTARELLI. Ultra low frequency noise laser by locking to an optical fiber delay line. *Opt. Lett.* **34** (2009), 914–916 (siehe S. 86).
- [117] J. DONG, Y. HU, J. HUANG, M. YE, Q. QU, T. LI und L. LIU. Subhertz linewidth laser by locking to a fiber delay line. *Appl. Opt.* **54** (2015), 1152 (siehe S. 86).
- [118] A. BAIG. High Rydberg transitions in the principal and intercombination series of mercury. *J. Phys. B At. Mol. Phys.* **16** (1983), 1511–1523 (siehe S. 86).
- [119] H. P. LATSCHA, U. KAZMAIER und H. A. KLEIN. *Anorganische Chemie*. Bd. 9. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg 2007 (siehe S. 86).
- [120] H. P. LATSCHA, U. KAZMAIER und H. A. KLEIN. *Organische Chemie*. Springer Berlin Heidelberg 2008 (siehe S. 86).
- [121] T. OWEN und A. PATEL. Measuring $2\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ Noise and 120dB Supply Rejection on Linear Regulators. *Linear Technol.* (2016), 1–20 (siehe S. 87).

Veröffentlichungen und Tagungsbeiträge

Veröffentlichungen in internationalen, begutachteten Fachzeitschriften

- Jan Schütz, Thomas Feldker, Holger John und Gerhard Birkel,
Heteronuclear collisions between laser-cooled metastable neon atoms,
Phys.Rev. A **86**, 022713 (2012)
- Thomas Feldker, Jan Schütz, Holger John und Gerhard Birkel,
Magneto-optical trapping of bosonic and fermionic neon isotopes and thier mixtures: isotope shift of the $^3P_2 \leftrightarrow ^3D_3$ transtion and hyperfine constants of the 3D_3 state of ^{21}Ne ,
Eur. Phys. J. D **65**, 257 (2011)

Beiträge zu internationalen Tagungen*

- H. John, P. Villwock und T. Walther,
Optical trapping of neutral mercury,
Cold and Ultra Cold Molecules conference, Obergurgl (2012)
- H. John, P. Villwock und T. Walther,
Optical trapping of neutral mercury,
Young Atom Opticians (YAO) Konferenz, Krakau (2012)
- J. Schütz, A. Martin, T. Feldker, H. John und G. Birkel,
Collisional interactions of metastable neon,
EuroQUAM: Achievements and Prospects, Ischgl (2010)

Beiträge zu nationalen Tagungen*

- H. John und T. Walther,
Optical trapping of neutral mercury,
DPG Verhandlungen Q 53.20, Mainz (2017)
- H. John und T. Walther,
A modified setup for trapping of neutral mercury,
DPG Verhandlungen Q 11.38, Hannover (2016)
- H. John und T. Walther,
Non-cryogenic fiber amplifier for optical trapping of neutral mercury,
DPG Verhandlungen Q 62.25, Heidelberg (2015)
- H. John und T. Walther,
Fiber amplifier for trapping ultra-cold mercury - a non-cryogenic approach,
DPG Verhandlungen Q 1.4, Berlin (2014)

- H. John, P. Villwock und T. Walther,
Cryogenic fiber amplifier for optical trapping of neutral mercury,
DPG Verhandlungen Q 56.79, Hannover (2013)
- A. Trautmann, H. John, S. Tichelmann und T. Walther,
Development of a narrowband laser system for spectroscopy of ultra cold mercury,
DPG Verhandlungen Q 43.8, Hannover (2013)
- H. John, P. Villwock und T. Walther,
Optical trapping of neutral mercury,
DPG Verhandlungen Q 34.43, Stuttgart (2012)
- J. Schütz, A. Martin, T. Feldker, H. John und G. Birkel,
Towards coherent control of collisions in metastable neon,
DPG Verhandlungen Q 48.5, Dresden (2011)
- T. Feldker, H. John, J. Schütz, N. Herschbach und G. Birkel,
Collisional properties of metastable neon,
DPG Verhandlungen Q 55.17, Hannover (2010)
- J. Schütz, T. Feldker, H. John und G. Birkel,
Multi-isotope trapping of metastable neon,
DPG Verhandlungen Q 16.3, Hannover (2010)

* Vorträge bzw. Poster wurden vom jeweiligen Erstautor gehalten bzw. präsentiert.

Betreute Master- und Bachelorarbeiten

Masterarbeiten:

- A. Trautmann, *Ein interferenzfilterstabilisierter Diodenlaser mit Referenzresonator*, TU Darmstadt, Oktober 2013

Bachelorarbeiten:

- S. Otto, *Aufbau und Charakterisierung eines interferenzfilterstabilisierten Diodenlasers*, TU Darmstadt, Oktober 2015
- D. Auth, *Entwicklung eines digitalen Lock-In-Verstärkers zur Laserstabilisierung*, TU Darmstadt, September 2015
- L. Fischer, *Aufbau eines Bow-Tie-Resonators zur Frequenzverdopplung*, TU Darmstadt, April 2014
- M. Rosskopf, *Aufbau eines direkt fasergekoppelten ECDL*, TU Darmstadt, April 2014
- T. Ratajczyk, *Temperaturabhängige Spektroskopie einer Yb^{+3} -dotierten Faser*, TU Darmstadt, März 2013
- C. Fach, *Temperaturregelung mit einem Arduino Uno SMD Board*, TU Darmstadt, Januar 2013
- M. Schnaubelt, *Theoretical Analyses of Optical Dipole Traps for Mercury*, TU Darmstadt, Januar 2012



Lebenslauf

Der Lebenslauf ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten.

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich die Gelegenheit nutzen, um mich bei den Menschen zu bedanken, die mich in den letzten Jahren unterstützt und so zum Gelingen und zum Erfolg dieses Projektes beigetragen haben. An erster Stelle möchte ich Herrn **Prof. Dr. Walther** für die Möglichkeit danken, diese Arbeit anfertigen zu können sowie für das in mich gesetzte Vertrauen über all die Jahre. Die mir von Ihnen gewährte experimentelle Freiheit habe ich sehr zu schätzen gewusst und profitiere heute oft von den daraus gewonnenen Erfahrungen. Darüber hinaus habe ich die Möglichkeiten der Teilnahme an diversen Konferenzen sowie Weiterbildungsmöglichkeiten im Rahmen von *Ingenium* dankend angenommen. Den damit verbundenen Austausch mit neuen Kollegen empfand ich stets als bereichernd.

Herrn **Prof. Dr. Birkel** möchte ich für die Übernahme des Zweitgutachtens danken. Meine Faszination für die Welt der ultrakalten Atome und die Laserphysik habe ich während meiner Bachelor- und Master-Thesis in Ihrer Arbeitsgruppe entwickelt.

Der Arbeitsgruppe **Laser und Quantenoptik** möchte ich für den angenehmen Rahmen und die geselligen Mittagessen in der Mensa danken. An die verschiedenen Gruppenausflüge, ob zum Minigolf oder ans Felsenmeer, werde ich mich immer gerne erinnern. Im Einzelnen danke ich den akademischen Räten **Mathias Sinther** und **Thorsten Führer**. Meiner Kollegin **Anika Trautmann** und meinen Kollegen **Peter Weigl**, **Oleg Nikiforov**, **Daniel Kiefer** und **Erik Fritzke** wünsche ich weiterhin gutes Gelingen bei ihren spannenden Experimenten. Den neuen Kollegen **Sebastian Klammer**, **Daniel Koestel** und **Daniel Preißler** wünsche ich viel Erfolg bei ihren Projekten. Meiner ehemaligen Kollegin **Sabine Euler** möchte ich für die Erstellung dieser tollen LaTeX Vorlage danken, da sie mir den Einstieg ins Schreiben meiner Dissertation deutlich erleichtert hat.

Auch meiner ehemaligen Arbeitsgruppe **Atome Photonen Quanten** sei für ihre immer noch offene und kollegiale Atmosphäre gedankt. Ein besonderer Dank geht an **Patrick Baus** für die vielen spannenden technischen oder auch gesellschaftlichen Diskussionen, ob beim Kaffee nach dem Mittagessen oder beim Wochenabschlussbier. Dieser Austausch hat mir nicht nur bei den Modifikationen der Stromsteuerungen und der Stabilisierungselektroniken sondern auch darüber hinaus sehr geholfen.

Des Weiteren sei **Dr. habil. Stefan Breuer** genannt, dem ich für die Einblicke in die spannende Welt der Halbleiteroptik und der pulsenden Diodenlaser danken möchte. Die spontanen Gespräche auf dem Flur stellten für mich immer eine willkommene Abwechslung dar.

Bei den anderen Kollegen des Instituts möchte ich mich für das Vertrauen bedanken, welches mir als Vertreter der wissenschaftlichen Mitarbeiter im Direktorium und als Mitglied des Fachbereichsrats entgegengebracht wurde. Die hochschulpolitische Arbeit hat mir immer viel Freude bereitet.

Für ihre Unterstützung in allen administrativen Belangen möchte ich **Karen Böhling** danken, die immer ein offenes Ohr auch für die kleinen Probleme hatte. Die leidenschaftlichen Gespräche über die Bundesliga-Spielergebnisse des vorangegangenen Wochenendes am Mittagstisch vermisse ich schon jetzt.

An dieser Stelle sei ein großes Dankeschön an die Werkstatt für Feinmechanik des Instituts für Angewandte Physik gerichtet. Ohne sie würde es keine der entwickelten Stufen dieses Aufbaues in der Realität geben. **Herr Weick** und sein Vorgänger **Herr Kalbfleisch** zusammen mit ihren Gesellen stellen das Rückgrat der experimentellen Arbeit, wie ich sie in meiner Zeit am Institut erfahren habe, dar. Vielen Dank für die

zielführenden und konstruktiven technischen Beratungen sowie für so manche kleine Einführung in die Fertigungstechnik.

Für verschiedene Reparaturen von in die Jahre gekommenen Elektroniken oder bei der Verkabelung diverser Baugruppenträgern und anderen elektronischen Belangen war auf **Herrn Baumann**, **Herrn Kringel** und **Herrn Rök** stets Verlass. Ihre Wickelmaschine, wenn auch deutlich älter als ich, war für die Anfertigung der Magnetfeldspulen eine große Hilfe.

Für die Tradition, die Woche im Institut gemeinsam ausklingen zu lassen, möchte ich **Sascha Tichelmann**, **Alexander Martin** und **Patrick Baus** danken. Die dabei geführten technischen Diskussionen in entspannter Atmosphäre, die gegenseitige moralische Unterstützung im Kampf gegen die Tücken der Laborarbeit oder den Austausch über die anderen Herausforderungen des Doktorandendaseins werde ich nie vergessen.

Meinen Kommilitonen der ersten Stunde **Steffen Hauf**, **Andreas Krugmann**, **Sebastian Albrecht** und **Matthias Ungermann** möchte ich für das tolle Studentenleben danken.

Ein ganz besonderer Dank gilt meiner **Familie**, für ihren Beistand und ihr Verständnis. Meinen Eltern möchte ich dafür danken, dass sie mir das Studium ermöglicht haben und über all die Jahre immer hinter mir standen. Meine Frau unterstützte mich wo sie nur konnte und sorgte für die manchmal dringend nötige Abwechslung. Bei Ihr habe ich auch in unruhigen Zeiten den nötigen Rückhalt gefunden.